

的重要性后紧接着说：“为了使理论研究取得有益的成果，有关的科学家还必须有条件从事一些实验工作……必须把理论的结果和实验比较……。”

研究所的实验工作中最有名的是元素铪(hafnium)的发现。玻尔将量子论应用于元素周期表的分析，指出第72号元素具有的性质和稀土不同，而应当与元素锆相似。他说服了青年物理学家考斯特(D. Coster)和他的朋友赫维赛(G. de Hevesy)从事这一工作。他们用X射线谱仪终于在研究所内首先发现了铪。铪这个名称就是哥本哈根的拉丁语译音。赫维赛在研究所内还开辟了生物学领域中用放射性同位素作示踪原子的研究方向。为此，他在1943年获得了诺贝尔奖金化学奖。

建立起研究所后，玻尔的科研方式有了很大的改变，他不再是一个人孤独地工作。他在研究所成立的大会上强调说：“极端重要的是，不仅仅依靠少数科学家的能力和才华，而且要不断吸收相当数量的年轻人，让他们熟悉科学研究的结果和方法。只有这样，才能在最大程度上不断地提出新问题。更重要的是，通过青年人自己的贡献，新的血液和新的思想就会不断地涌入科研工作中。”研究所一开始就同时是教育中心，成为培养各国未来物理学家的苗圃。

在研究所开办的头几年，玻尔就把世界上最活跃的、最有天赋和才华的青年，请到哥本哈根，聚集在他的周围。后来对量子力学、原子和分子物理、场论、固体理论、原子核物理有过卓越贡献的一批青年，如克莱因(O. Klein)、克喇末(H. A. Kramers)、泡里(W. Pauli)、海森堡(W. Heisenberg)、埃伦费斯特(P. Ehrenfest)、伽莫夫(G. Gamov)、布洛赫(Bloch)、卡斯米尔(H. B. G. Casimir)、兰道(L. D. Landau)、韦斯可夫(V. F. Weisskopf)、斯雷特(J. C. Slater)等。索末菲(A. Sommerfeld)、薛定谔(E. Schrödinger)、狄喇克(P. A. M. Dirac)也在研究所中短期工作过。我国著名的周培源教授也是当时有幸在哥本哈根工作过的一位。在这一批物理学家中，后来得到诺贝

尔奖金的就有6人。在这批人中间存在不寻常的合作精神，不断地讨论和自由交换思想给每个人带来灵感。量子力学发明人之一的海森堡回忆道：“科学植根于对话之中。常有这样的情况，即很难说清谁对问题的解决贡献最大。这是一种集体的天才，或者说是工作中的集体创造性，是某种超乎每个物理学家个人才能之上的东西。”

研究所在量子力学的应用上起了带头的作用。几年之内，量子理论就征服了原子和分子物理学，化学和固态物理学，并开始深入原子核。玻尔的核反应理论和液滴模型是对原子核物理的重要贡献。战后，玻尔的儿子，奥格·玻尔(Angel Bohr)和莫特逊(B. Mottelson)发展的原子核集体运动是核结构理论的重大里程碑，为研究所又赢得了一次诺贝尔奖金物理学奖。

研究所既是一个严肃认真的研究场所，又是一个充满生趣和亲密无间的大家庭。开玩笑和恶作剧成为研究生活的一个有益的补充。以强调合作和不拘小节，完全自由的争论和独立的判断为特征的研究风格被人们誉为哥本哈根精神。玻尔始终处于中心，他有无比的想象力，极大的灵活性，完美的鉴赏力，能够迅速领悟任何新思想的关键和价值。他鼓舞和领导周围的年轻人，把性格不同的个人天才融合起来，协同一致地去发展物理学的前沿。这种研究风格已经通过来访者散播到世界各地。狄喇克在1933年写给玻尔的信中说：“我感到我所有最深刻的思想都受到和你谈话的巨大而有益的影响，……它支配着我进行研究的一切打算和计划。”玻尔不仅建立了一个中心，而且对世界各国发展物理学研究产生了显著的影响。

二十年代，在似乎是与世隔绝的纯学术研究的工作中，一批物理学家在孜孜不倦地探索原子的秘密。研究所的永久职位很少，资金也总成问题，但他们追求真理锲而不舍。他们创造的量子理论，乍看起来对世界没有什么关系，也不引人注目，但没有过多少年，物理学对改造世界、发展经济和国防事业的巨大作用就显现出

来了。很少人能想到，量子理论提供了固态物理的理论基础，并引起了通讯和信息革命，从根本上改变了整个世界的文明。今天，原子和分子物理，固体和原子核物理已经成为人类进步和繁荣的中心角色。

在纪念玻尔诞生一百周年之际，学习这位伟大物理学家的思想和研究风格对我们有很现实的意义。我国目前正在开展大规模的经济建设，科学技术的作用日益被社会所认识。国家在积极开拓新兴技术的同时，继续加强应用研

究和基础研究。我们物理学工作者要把物理学的成果广泛深入地应用到各个部门中去，促进国民经济的发展，同时还要承担把我国物理学推进到世界水准的任务。我们要学习玻尔善于继承和勇于创新的精神；学习他把理论和实验，科研和教育紧密结合起来的思想和；学习他扶植和帮助广大青年科学工作者，形成团结奋斗，共同研究，自由探索，追求真理的研究风格。

玻尔虽然已经与世长辞，但他所创建的哥本哈根精神将永远活在人们的心中。

丹麦纪念尼尔斯·玻尔诞辰一百周年盛况

杨福家
(复旦大学)

一、概 况

今年十月七日是本世纪最伟大的物理学家之一，尼尔斯·玻尔诞辰一百周年。为纪念这位伟大的学者，丹麦举行了一系列的庆祝活动。在物理学方面，有下列题目的讨论会：原子和原子核碰撞的半经典描述（1985年3月25日至28日）；量子场论的最近发展（1985年5月6日至10日）；原子核结构（1985年5月20日至25日）。纪念活动的高潮是在1985年10月4日至7日于哥本哈根举行的“尼尔斯·玻尔诞辰一百周年纪念会”。与会代表共300余人，其中国外代表137人，来自十九个国家。从美国来的代表最多，共44人，其次为西德16人，瑞典10人，苏联9人。我国代表有5人。参加会议的诺贝尔奖金获得者有13人：I. Rabi（1944年），李政道（1957年），H. Bethe（1967年），J. R. Schiffer（1972年），A. Bohr，B. Motelson（1975年），P. W. Andersen（1977年），S. Glashow，A. Salam，S. Weinberg（1979年），W. A. Fowler（1983年），C. Rubia（1984年），

N. Jerne（1984年）。其他的著名人物有：E. Amaldi，H. B. G. Casimir，H. Feshbach，M. J. Kleen，J. Lindhard，A. Pais，R. Peiers，V. P. Weisskopf，J. A. Wheeler。可说是盛况空前。

二、会议的指导思想

会议的组织者在筹备会议的最初阶段，想起了在20年代玻尔创建研究所时的活跃气氛。那时，量子论的先驱者聚集在这里，与玻尔一起讨论物理学的最新发展。在玻尔的倡导下，这里曾是物理学最前沿的阵地，曾是物理学家“朝拜的圣地”。

因此，会议组织者认为，在今天纪念玻尔一百周年诞辰之时，不仅要回忆玻尔的生平，追述玻尔的伟大贡献（这些内容放在会议的最后一天，即玻尔的生日那天，并贯串整个会议），而且还应该讨论一下今天物理学的前沿，特别是量子物理所产生的影响。会议筹备委员会要求讲演者像在玻尔在世时那样自由地讨论，假想他们是在向玻尔介绍他自己的工作，阐述他所熟悉领域的最新发展。这就是会议前两天的主题。

总的题目是：《量子论的启示》。这个题目取自玻尔常用的词汇。在1927年他发表互补原理时就用过这个词，后来还不断地运用。《量子论的启示》的核心之一是：我们对自然描述的习惯语言必须加以根本的修正。不过，对玻尔来说，《量子论的启示》的内容远远超过了物理学本身。正由于这一缘故，会议第三天的题目是：《知识的统一》，主要讨论物理学以外的知识领域，既有天文，又有生命科学，还有语言学。

会议组织者十分重视尼尔斯·玻尔对中国古代文化的深刻理解。考虑到他把中国的阴阳太极图作为他的族徽的中心图案所包含的深刻含意，决定把阴阳图作为本次纪念会的会徽。这样，在会议的各种场合，阴阳图处处皆是，使我们感到十分亲切。

三、会议的主要内容

会议的主要报告有：

(1) P. W. Andersen, 《对称破缺及测量理论》；J. R. Schriffer, 《凝聚态及场论中的奇异量子数》；B. R. Mottelson, 《在现代物理学中对原子核的探索》。

(2) S. Glashow, 《基本粒子物理学有无前途？》；李政道, 《用差分方程的场论》；S. Weinberg, 《粒子、场与弦》。

(3) S. Berry, 《原子与分子中的集体和行星运动》；W. L. W. Sargent, 《宇宙中大块物质的起源与演化》；L. Orgel, 《分子的复制与生命的起源》；J. Hopfield, 《生物学、信息与互补性》；W. Dressler, 《语言学中的观察、描述与解释》。

(4) M. Klein, 《玻尔、厄任费斯特与爱因斯坦之间的友谊》；M. Gowing, 《尼尔斯·玻尔与核武器》；J. A. Wheeler, 《尼尔斯·玻尔——一代伟人与他的遗产》；H. B. G. Casimir, 《对玻尔的个人回忆》。

在会前，V. F. Weisskopf 在玻尔研究所作了一个演讲：玻尔，量子与世界。在报告一开始，他引用了狄更斯在《双城记》中的一句话。

“这是最好的时期，这又是最坏的时期，”依此来描述过去的一百年。据说，他将用这句话作为书名撰写他的生平回忆录。所谓“最好的时期”，那是指物理学空前的大发展，“最坏的时期”是指人类经历的两次世界大战。

Weisskopf 把玻尔的57年的科学生涯(1905—1962年)分为四个主要时期：1912—1922年，从他遇见卢瑟福到著名的哥本哈根大学理论物理研究所的创立。在这一时期，他引入了量子态的概念，发表了“伟大的三部曲”，创立了处理原子现象的直觉的方法。1922—1930年，在这个时期，他在他周围聚集了一批世界上最富有创造力的年青物理学家。在他的领导下，发展量子物理的思想，创建哥本哈根学派。1930—1940，他致力于新量子概念在电磁学、原子核范畴的应用，并努力探索核结构的奥秘。最后一个时期，他作为物理学界的领袖关注着物理学的新发现对社会和政治的影响，为东、西方的合作和创立一个和谐的世界而竭尽全力。

在 Weisskopf 报告中，他用了一张，也只用了一张透明纸。在这张手写的透明纸上，他阐明了如何用“伟大的三部曲”中的“精华(罗森菲德语)——对应原理”来导出巴尔末公式。

在纪念会期间，公认的一个精彩报告是由Glashow作的。他综述了对物质结构研究的近代史：尼尔斯·玻尔作为本世纪探索物质结构的先驱，对原子结构作出开创性的贡献，并领导一批青年人发展了量子物理学。正是在量子论的指导下，人们的研究深入到更下面的层次。三十年代创造性的“奇迹”在于，发现中子、氘、正电子、 μ 子和裂变；四十年代：兰姆位移—量子电动力学、 π 介子、奇异粒子、核弹；五十年代：宇称不守恒、观察到中微子、 π 和核子共振、协同产生、中性K介子物理学；六十年代：CP不守恒、两类中微子、SU(3)多重性、“看到了”部分子、大量强子的出现；七十年代：中性流、J/ ψ 粒子、 τ 轻子、粲粒子、Y(宇普西隆)粒子、第五个夸克；到了八十年代，似乎只有： W^\pm 和 Z^0 粒子的发现，而它们的存在早已为人们所预料，算不上什么“奇迹”。八十年代的“奇迹”或

许是对下列预言(或“实验观察”)的否定:磁单极子、中微子振荡、中微子质量、 ξ 粒子、不存在中微子的双 β 衰变、质子衰变、中子电偶极矩……。我们是不是没有成绩呢?不!过去多年来遗留下来的问题基本上都已得到了回答。上世纪众多元素的发现导致门捷列夫周期表,并最终导致玻尔原子;今天已有了新的层次的周期表(六个夸克和六个轻子),但还缺乏与玻尔原子相应的东西。在今天物理学的前沿,我们需要尼尔斯·玻尔!

会议的最后一天是在古老的哥本哈根大学举行的。上午在大学门口广场上的玻尔雕像前举行一个简短的仪式,然后是一些充满情谊的回忆报告。下午的会上,丹麦女王及其母亲(前女王)出席,哥本哈根大学的校长及院长们穿着礼服,乐队与艺术家的表演与科学家的报告交叉进行,整个会场显得庄严又活跃。晚上,破例地在卡斯堡博物馆内举行了盛大的晚宴。

四、 启 示

玻尔诞辰一百周年纪念会无疑会加深了我们对这位伟人的理解:他用一系列重大的科学发现改变了历史进程,而能够改变世界历史进程的人是为数不多的。他那幽默好客、和蔼可亲、哥本哈根学派首领的形象又一次显示在我们的面前;哥本哈根精神将一直成为物理学界引为自豪的宝贵财富。

不过,纪念会给笔者最大的教益却在于:深深感受到丹麦人民对尼尔斯·玻尔的崇敬与

怀念,他们为在丹麦诞生这样一个伟大的儿子而无比地自豪。从旅馆服务员到饭店的招待员,从边防检查员到博物馆馆员,都为“尼尔斯·玻尔”这个名字而感到骄傲。这使我们想起了一个故事:1924年玻尔研究所在丹麦报上登了一条广告,要雇用一名助手。虽然1924年是丹麦在二十年代失业率最低的一年,但前来申请这一缺额的人竟达227人,年龄从20岁到60岁不等,其中有牛奶场的工人,也有风琴制造者。还有一个故事:一位学者在走向公共汽车站时与玻尔边走边讨论,汽车来了,玻尔还是讲个不停。可是,司机和乘客都认识玻尔,竟毫无怨言地等他讲完才开车。如果说玻尔这样伟大的物理学家是罕见的话,那末,普通的人民这样热爱、尊敬一位物理学家,那就更显得罕见了。这是为什么呢?

要回答这个问题,我们还是再引一下玻尔一再引用的、丹麦伟大的文学家安徒生的一段话,“丹麦是我出生的地方,是我的家乡。这里就是我心中的世界开始的地方。”(“就是”下面的着重号是玻尔加的。)

玻尔对自己祖国的热爱促使他一再婉言拒绝外来的高薪聘请,决心在人口不到五百万的小国建立起物理学的国际中心。确实,他成功了:哥本哈根很快成了物理学家“朝拜的圣地”!

对于以振兴中华为己任的我国青年一代,玻尔这种伟大的爱国主义精神不正是我们最好的学习榜样吗?

当今原子物理研究的前沿

——探讨原子与分子激发态的结构

李家明

(中国科学院物理研究所)

二十世纪初期,物理学发生一个革命性的进步,即量子理论的形成。在这个划时代的物理学革命过程中,尼尔斯·玻尔阐明了对应原理,建立了Bohr-Sommerfeld量子化法则:

$$\oint p dq = nh, \quad (1)$$

在相空间中,该量子化法则限定了允许的运动轨道及其相应的量子化能级,形成了旧量子理论并且解释了氢原子能级结构^[1],即Rydberg能级公式:

$$E_n = -\frac{me^4}{2\hbar^2 n^2}. \quad (2)$$

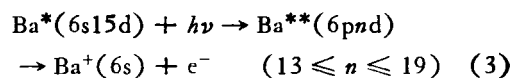
这是十九世纪经典物理学所不能解释的。从此开创了物质微观结构的理论研究领域。在不断阐明微观自然现象的过程中,玻尔建立了“哥本哈根”学派。该学派的根本精神在于密切地结合自然现象进行观察与解释,其所阐明的量子理论的统计特性和互补特性,现已为绝大多数物理工作者所接受。今天在纪念玻尔诞生一百周年之际,当我们讨论目前原子物理研究的一个重要前沿——探讨原子与分子激发态的结构时,可以深刻地感受到玻尔的影响。

为什么探讨原子和分子激发态结构是目前原子物理方面的一个重要前沿。大家知道,微观的能量转移现象涉及各种类型的原子碰撞过程,各种类型的原子碰撞过程将产生激发的原子或分子,其结构的形式和内容是非常丰富的。同时,激发的原子或分子可以视为原子碰撞过程的中间复合体。探讨原子和分子激发态的结构是一个具有长程库仑相互作用的量子多体动力学问题,在观察各种微观现象方面,各种实验

技术的进步使我们能够较方便地观测到激发的原子和分子,还能进一步探讨各种环境(例如外加的电场和磁场)对激发原子或分子的影响。

下面举一些较典型的例子来说明这一前沿领域的发展动向:

(1) 激光技术的进步促进了各种精确的激光能谱测量工作的发展。图1(c)表示激发态钡原子的高分辨激光光谱^[2]。该光谱测量是用三束圆偏振的激光辐照在钡蒸气上。首先,两束同步激光(5535 Å和4299 Å)使钡原子从基态(6s² ¹S₀)光泵至激发态Ba*(6s15d¹D₂),然后,第三束激光在4938 Å左右调频并且延迟5ns后辐照在Ba*原子,导致离子实激发(6s-6p)而产生自电离态Ba**(6pnd¹F₃),然后测量其电离信号,即



反应过程(3)式的逆过程是双电子复合过程。对于实验室的或天体上的等离子体,双电子复合过程是一个重要的原子碰撞过程,因它直接影响等离子体内的电离平衡、辐射损耗以及发射谱线的伴线形成。

(2) 近年来,电子能量损失谱的测量技术也有很大的进步,其能量分辨率一般可达到10 meV。尤其是利用单色的高能电子束进行近零度散射角(小于10⁻⁴sr)的电子能量损失谱测量(即动量转移趋于零的情况),可以得到等价于光吸收过程的测量。这就是所谓的“穷人的同步辐射光源”^[3],其等价光子的能量一般可高达700eV,即波长为17 Å。关于能量分辨方面,电子能量损失谱在短的等价光子波长范围要比

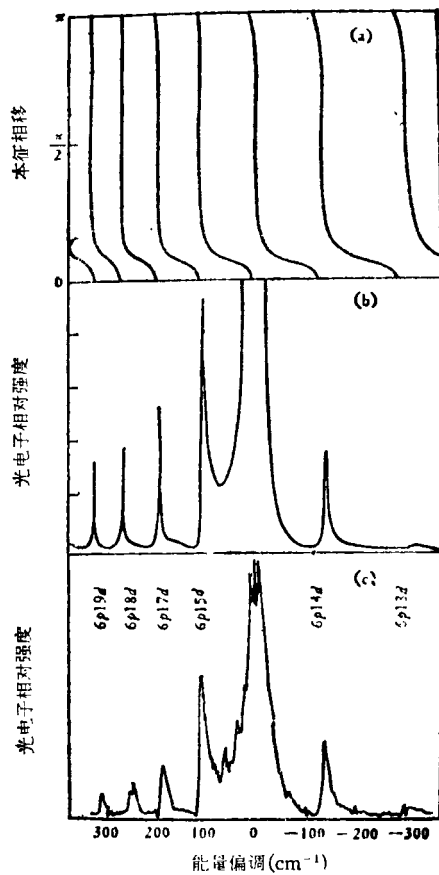


图 1

(a) 本征相移 $\pi/2$ 的能量变化; (b) 理论计算的光电子相对强度; (c) 实验的光电子相对强度; 能量偏调以(6p15d¹F)能级中心位置为零点

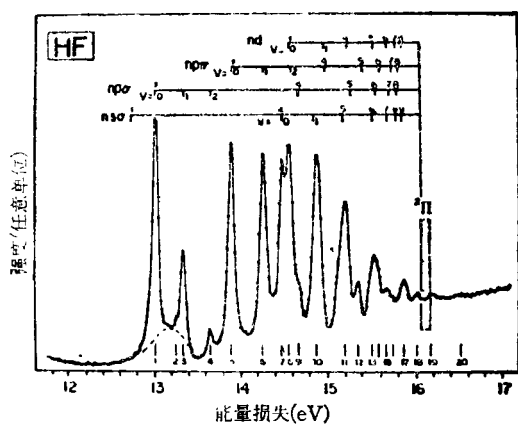


图 2

传统光谱优越, 因传统光谱的能量分辨与波长的平方成反比。图 2 表示 HF 分子的电子能量物理

损失谱^[4]。HF 分子的基态电子结构可用其分子轨道的布居来表示, 即其组态为 $1\sigma^2 2\sigma^2 3\sigma^2 1\pi^4$ 。其最外层的 1π 电子被激发至各种激发分子轨道 $ns\sigma$, $np\sigma$, $np\pi$ 等, 形成数个 Rydberg 系列收敛于 $^2\Pi$ 阈值。在电子能量损失谱的测量中, 进行符合测量还可以探讨激发分子的解离过程。

(3) 关于传统的光谱测量方面, 分辨率和光源都有新的进展, 尤其是在真空紫外光谱方面。图 3 是 Xe, NeXe, ArXe 和 Xe₂ 在真空紫

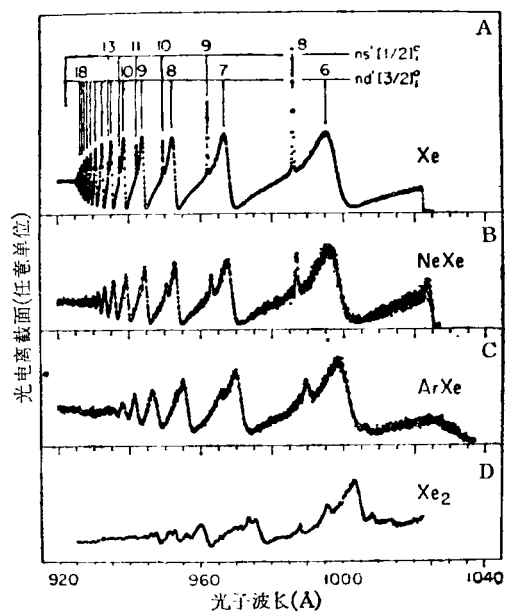
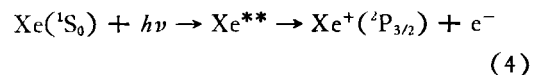


图 3

外区的光电离能谱^[5]。当基态 Xe 原子 ($5p^6\ ^1S_0$) 的 $5p$ 电子电离时, 由于轨道自旋耦合, 存在二个相邻的电离阈值对应着 Xe⁺ 处于 $5p^5\ ^2P_{3/2}$ 和 $5p^5\ ^2P_{1/2}$ 。光子能量位于这两个阈值之间, 即

$$924 \text{ \AA} < \lambda < 1025 \text{ \AA},$$

基态 Xe 原子将吸收真空紫外光子, 从而激发至自电离态, 即



这些自电离态形成两个 Rydberg 系列: $ns'[1/2]'$ 和 $nd'[3/2]'$ [图 3(a)]。图 3(b), (c) 和 (d) 分别为范德瓦尔斯分子 NeXe, ArXe 和 Xe₂ 在同一真空紫外波段的电离能谱。非常有趣的

是,将图 3(a), (b), (c) 和 (d) 放在一起,可展示出增加一个不同原子(可视为不同的环境)对 Xe 的激发态(自电离态)的影响.再补充说明一下,最近,由于分子喷嘴技术的进步,已可产生氙原子集团 Xe_n , 这里 n 可达到 180^[6].因此,有可能进一步探讨 Xe 原子激发态的环境效应,即激发态结构随 n 变化的规律.

(4) 在新光源方面,利用强激光实验装置产生的激光等离子体 X 光源和加速器的贮存环里产生的同步辐射光源,使我们有更好的工具探讨激发态原子或分子结构以及环境对激发原子的影响.图 4 是利用同步辐射光源测得的典型吸收谱^[7].在 X 射线波段里,对于气态的原子和固态(或其它态)的原子,除吸收阈值区域外其光吸收截面几乎都存在一些不同的细结构.对固态原子,其阈值以上($\geq 30\text{eV}$)的调制细结构是熟知的阈上扩展细结构.我们将讨论在阈值附近的结构(阈值上下 30eV 以内的细结构),即近阈结构.图 4(a) 和 (b) 分别是 Kr 原

合而产生两个近邻阈值分别对应 $Xe^+(^2D_{3/2})$ 和 $Xe^+(^2D_{5/2})$.在 $^2D_{3/2}$ 阈值之下[见图 4(b)],可清楚地认出三个激发态,即 $6p$, $7p$ 和 $8p$ 形成一个 Rydberg 系列.同样地在 $^2D_{5/2}$ 阈值下,可认出四个激发态,即 $6p'$, $7p'$, $8p'$ 和 $9p'$ 形成另一个 Rydberg 系列.这里 $6p$ 和 $6p'$ 的能级差对应着 $^2D_{5/2}$ 和 $^2D_{3/2}$ 阈值之差.非常有趣的是,对于固体 Xe(温度 $T \approx 45\text{K}$),虽然很难从图 4(b) 中确定其阈值,但仍可清楚地认出两个系列的激发态,即 (B, C, D, E, F) 和 (B', C', D', E', F').它们可以被认为是从内壳层电子激发而形成的激子态,即电子与空穴形成的 Rydberg 型的能级结构.更有趣的是在“阈值”以上还存在一些共振态 (G, H, H').这些近阈值的电子结构有待进一步探讨,换句话说,有待进一步探讨周围环境对原子激发态的影响.对 Kr 原子 3d 阈值附近的吸收谱也可以作类似的分析(如图 4(a) 所示).

从上面列举的例子可以认识到:由于各种实验技术的进步,人类能更清楚地观测到激发的原子和分子的各种微观现象,因而有力地推动着原子物理方面的这个重要前沿研究工作的进展.同时,有关原子或分子激发态的基础研究还是现代新技术应用研究(例如,新型诊断监测技术、新型气体激光器技术和激光分离同位素技术等方面的应用研究, X 射线激光可行性应用研究以及受控核聚变可行性应用研究等)所不可缺少的基础.

原子的激发态结构一般由无数个 Rydberg 态无数个自电离态和其相应的连续态组成,它们形成相互强烈干扰的数个 Rydberg 系列分别收敛于相应的阈值.分子的激发态结构的形式和内容更为丰富,除上述的特征外,还有转动、振动、预解离等结构.近年来,已初步建立一套理论,即量子数亏损理论^[8,9,10],它能统一地并定量地描述原子和分子的激发态结构.下面先简单地介绍量子数亏损理论的物理图象,然后再讨论如何应用量子数亏损理论去解释原子或分子激发态的各种自然现象.

当激发能量小于两个电子电离的阈值时,

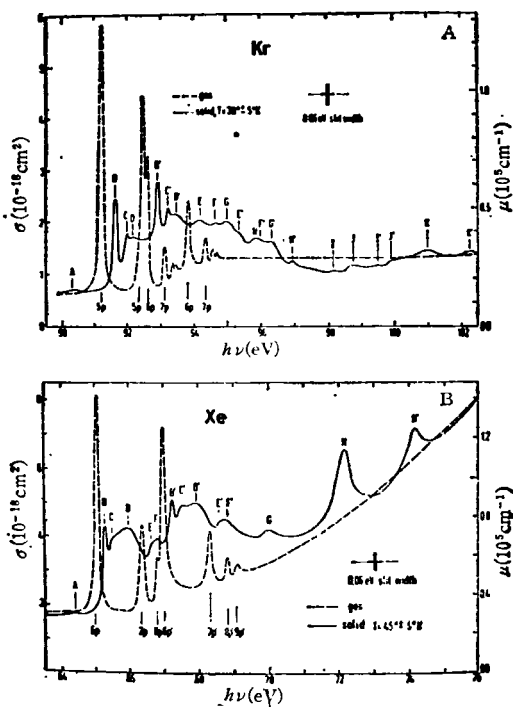


图 4

子 3d 阈值和 Xe 原子 4d 阈值附近的吸收谱.对于气态的 Xe 原子,由于自旋-轨道角动量耦

激发的原子或分子一般可以认为是由一个激发电子(束缚或非束缚)和其对应的离子组成. 仔细分析这个“电子-离子”体系的特性, 发现有两种迥然不同的情况, 也就是在位形空间中可分成两个区域——作用域内与作用域外. 当在作用域内时, 也就是激发电子穿入离子内而成为复合体时, 电子与离子的相互作用是一个量子多体问题, 必须考虑所有电子的关联作用. 然而在作用域外, 激发电子和离子的相互作用能够很可靠地用库仑势来描述; 可以有效地约化成为量子力学中的单体问题. 因此, 作用域外的波函数能够用解析表达式严谨地写出^[11,12]:

$$\psi = \sum_i^N A \phi_i (f_i(r) c_i + g_i(r) d_i), \quad (5)$$

式中下标 i 表示激发电子-离子间的 N 种组合, 这些组合表示电子和离子在作用域外的各种分群通道. 波函数 ϕ_i 是离子和激发电子角度自旋部分的复合波函数. A 为反对称运算符. $f(r)$ 和 $g(r)$ 分别是规则库仑波函数和非规则库仑波函数 (非相对论性库仑波函数参见文献 [11] 的附录, 相对论性库仑波函数参见文献 [10]). 这些库仑波函数都是能量归一的, 并且在阈值上下的区域都是能量的连续函数. (5) 式的线性组合系数 c_i 和 d_i , 则由作用域面的边界条件和无限远的渐近边界条件来决定. 为了清楚地区分这两类边界条件, (5) 式可改写为

$$\begin{aligned} \psi &= \sum_i^N A \phi_i \left[f_i(r) \left(\sum_a^N U_{ia} \cos \pi \mu_a A_a \right) \right. \\ &\quad \left. - g_i(r) \left(\sum_a^N U_{ia} \sin \pi \mu_a A_a \right) \right] \\ &= \sum_a^N \left[\sum_i^N A \phi_i U_{ia} (f_i(r) \cos \pi \mu_a \right. \\ &\quad \left. - g_i(r) \sin \pi \mu_a) \right] A_a = \sum_a^N \psi_a A_a. \quad (6) \end{aligned}$$

这里 $N \times N$ 的正交转换矩阵 U_{ia} 和本征量子数亏损 μ_a 是由作用域面的边界条件来决定的, 它们定量地描述了作用域内所有的相互作用. 混合系数 A_a 则由无限远边界条件来决定. 无限远的渐近边界条件是随三类不同的激发能域而

异, 即分离能域 (包含无数 Rydberg 态)、自电离能域 (包含无数的自电离态) 和完全连续能域. 利用库仑波函数已知的数学性质, 混合系数 A_a 是可以解析地求得的, 从而得到原子或分子的激发态能级结构. 这时, 如果将它与早期玻尔的氢原子物理图象相比较, 则将是十分有趣而有启发的. 玻尔在部分相空间里利用 Bohr-Sommerfeld 量子化定律决定其允许的运动轨道而得到氢原子激发态的能级结构. 然而, 量子数亏损理论则是将部分位形空间 (即作用域外) 的波函数严谨地表达出来, 然后由适当的边界条件决定而得到原子或分子的激发态能级结构.

下面进一步阐明作用域面边界条件—— $N \times N$ 正交转换矩阵 U_{ia} 和本征量子数亏损 μ_a . 为了方便讨论, 我们首先分析完全连续能域. 如果无限远的渐近边界条件采取内向条件, 可以得到散射矩阵^[11],

$$S_{ij} = e^{i\sigma_j} \left[\sum_a^N U_{ia} e^{i2\pi\mu_a} U_{ja} \right] e^{i\sigma_i}. \quad (7)$$

这里 σ 是库仑相移. 当得到散射矩阵后, 可以定量地描述有关的各种电子-离子碰撞过程. 根据 (7) 式右边的中括弧里的表达式, 下标 a 表示 N 个本征通道. 该本征通道刻划出作用域内激发复合体的动力学特性, 因为它们代表“短程散射矩阵” (即库仑相移除外) 的对角化表象. 应用微分方程理论中的 Poincaré 定理, 我们可以预期 $N \times N$ 正交转换矩阵 U_{ia} 和本征量子数亏损 μ_a 在阈值上下的区域是能量的平滑连续函数. 同时 (6) 式的本征通道波函数 ψ_a 和其相应的矩阵元也是能量的平滑连续函数. 这就是散射矩阵的优美的解析性质. 从实际分析原子或分子激发态的角度, 上述的能量平滑变化就是量子数亏损理论为什么能够统一地描述各种能谱现象和相关的碰撞过程的理由. 例如, 在分立能域里, 由于能量平滑变化性质我们可以得到 U_{ia} 和 μ_a . 其无限远边界条件是

$$\psi \rightarrow 0.$$

当 $r \rightarrow \infty$. 我们可以得到下式^[11]:

$$\begin{cases} E = I_i - \frac{1}{2\nu_i^2}, & (i = 1, \dots, N) \\ \det |U_{i\alpha} \sin \pi(\nu_i + \mu_\alpha)| = 0, \end{cases} \quad (8)$$

这里我们采用原子单位 (即 $m = e = \hbar = 1$)。 I_i 为第 i 个分解通道的阈值能量, \det 表示行列式。 (8) 式的根就定量地描述了相互干扰强烈的 Rydberg 态能级结构。 对于 $N = 1$ 的特殊情况, 则 $U_{i\alpha} = 1$, 并且将阈值能量 I 作为零点。 这时, 可以得到

$$E = -\frac{1}{2\nu^2} (\nu = n - \mu), \quad (9)$$

量子数亏损 μ 的意义可以理解如下: 对于激发原子的 Rydberg 态, 由于作用域内的相互作用使得作用域外的库仑波向内产生位移, 其位移以相位来表示就是 $\pi\mu$ 。 因此, 当 $\mu > 0$ 时, 作用域内的相互作用比库仑势更具吸引力; 当 $\mu < 0$ 时, 则具排斥性。 对氢原子而言, $\mu = 0$, 则 (9) 式与玻尔氢能级公式一致 (在 (2) 式中, $\frac{m e^4}{\hbar^2} = 1$, 因采用原子单位)。

目前描述原子或分子激发态结构的一个关键性课题是如何定量地得到作用域面的边界条件, 即 $N \times N$ 正交转换矩阵 $U_{i\alpha}$ 本征量子数亏损 μ_α 以及其本征通道波函数的矩阵元。 它们一般可以利用两种途径得到: (1) 数字拟合能谱实验数据^[13,14]; (2) 理论计算, 即具体求解作用域内的量子多体问题^[15]。 当定量地求得 $U_{i\alpha}$, μ_α 和有关的矩阵元以后, 就能够统一地分析激发原子或分子在三类激发能域里的各种能谱现象: 例如在分立能域里, 有激发态的振子强度、Lande g 因子、能级结构、超精细能级结构等等^[14,16-24]; 在自电离能域和完全连续能域里, 有原子光电离过程^[25-27], 光电子的角分布与自旋极化^[28-30], 韧致辐射与辐射复合的关联^[31], 电子碰撞激发^[11], 双电子复合^[12,32], 分子光电离过程^[33]以及分子解离复合过程^[34,35]等等。 针对这关键性课题, 中国科学院物理研究所开展了有关的理论研究。 我们的目标是建立量子多体理论方法, 能够可靠地计算激发原子和激发分子在作用域面的物理参数, 然后统一地分析和

预测激发原子和激发分子的各种能谱现象。 该理论的详细内容将超出本文的范畴。 在此仅简单地例举我们近期的结果^[36]: 电子碰撞激发过程^[11], 双电子复合逆过程^[12], 高能带电粒子与原子的碰撞激发截面随激发能量的变化规律 (即广义振子强度密度在激发通道里的分布)^[37], 离化原子的激发态能级结构与其广义振子强度密度在等电子系列里的标度关系^[38], 激发原子存在光吸收窗口的规律 (即激发原子的振子强度密度的极小点)^[39], 以及 NO 分子激发态能级结构^[40]等。 由于篇幅的限制, 只对其中二个例子作些补充说明:

(1) 双电子复合过程。 我们应用量子数亏损理论分析了高分辨激光光谱实验^[41]。 图 1(a) 表示 ($e^- + \text{Ba}^+$) 散射相移随能量的变化。 对于 $^1F^0$ 对称分波块, 可以清楚地显示出系列的共振结构, 它对应着自电离 ($6pnd \ ^1F^0$)。 图 1(b) 为理论计算的光电子相对强度。 通过与高分辨激光光谱实验的比较, 可以评定理论散射矩阵的精度。 换句话说, 应用细致平衡关系, 直接对双电子复合过程的适当分波对称块进行基本的验证和分析。

(2) 对于 NO 分子的 Rydberg 态的能级结构, 我们进行了理论计算与分析^[40]。 在分子体系里, 激发电子的轨道角动量 l 不是好量子数, 但其分子轴的投影分量 m 是好量子数, 即

$$\lambda = |m| = 0, 1, 2, \dots,$$

分别以 $\sigma, \pi, \delta, \dots$ 来表示。 因此, 分子的 Rydberg 系列可以用 σ, π, δ 来标识。 如图 2 中的 HF 分子的 Rydberg 系列。 在某个 Rydberg 系列里, 由于 l 不是好量子数, 存在着数个 l 的线性组合, 而其线性组合系数就是转换矩阵 (电子部分) $U_{i\alpha}$ 。 为便于分析分子激发态的动力特性, 一般以最大 U 值的 l 对该 Rydberg 系列 (即 $s\sigma, p\sigma, \dots$ 等) 作进一步的描述 (这里 $l = 0, 1, 2, 3, \dots$ 分别以 s, p, d, f, \dots 表示)。 由于 NO^+ 离子存在电四极势, 则在 $s\sigma$ 系列里, s 波占 66%, 而 d 波占 32%; 在 $d\sigma$ 系列里, d 波占 67%, 而 s 波占 31%。 对于其它的 Rydberg 系列, 即 $p\sigma, p\pi, d\pi, d\delta, \dots$ 等, 其对应的 l 几乎

是好量子数，例如在 $p\sigma$ 系列里， p 波占 97%。由于离心势的作用，其 l 较大者量子数亏损较小。量子数亏损的大小次序(从大到小)如下： $s\sigma, p\pi, p\sigma, d\delta, d\pi, d\sigma, \dots$ 。十分有趣的是，对 p 和 d 波而言，其分量垂直于分子轴(即 $p\pi$ 和 $d\delta$)的量子数亏损较其它对应分量的量子数亏损大；换句话说，其分别感受到 NO^+ 离子的吸引力较强。当 $l \geq 3$ 时，量子数亏损几乎为零($f\sigma$ 系列除外)。在 $f\sigma$ 通道里，在阈值以上存在一个共振态对应着由 N 和 O 原子的 $2p$ 电子形成的反键分子轨道 $(\sigma 2p)^*$ ；因此，当接近该共振态时，量子数亏损突然增大。 N 和 O 原子的 $2p$ 电子形成的反键分子轨道 $(\pi 2p)^*$ 则是 $(p\pi)$ Rydberg 系列的前兆态。图 5 表示这些反

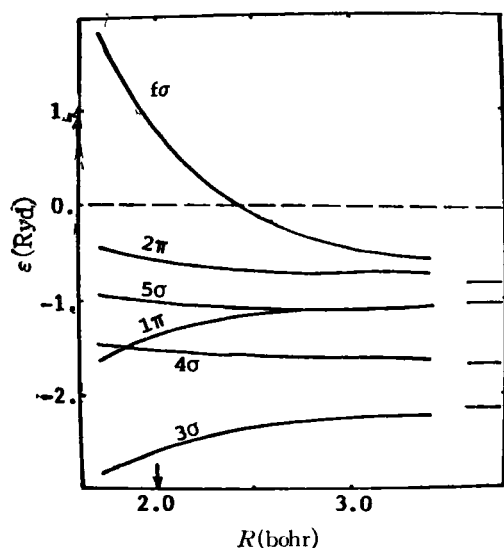


图 5

键分子轨道和成键分子轨道的轨道能量与原子间距 R 的关系。以上讨论的 NO 激发态结构与 NO 分子吸附在表面的 X 射线近阈结构有密切关系；图 6 为 NO 分子吸附在 $Ni(100)$ 表面上的 N 原子 $1s$ 电子的近阈结构^[41]，即 NO 分子中的 N 原子的 $1s$ 电子吸收 X 射线而激发到其阈值附近的 NO 激发态所引起的能谱结构。在阈值下， NO 分子的高 n Rydberg 态由于吸附表面的挤压而完全消去，仅存在由于激发到局域性强的反键分子轨道 $(\pi 2p)^*$ 而形成的吸收峰，如

物理

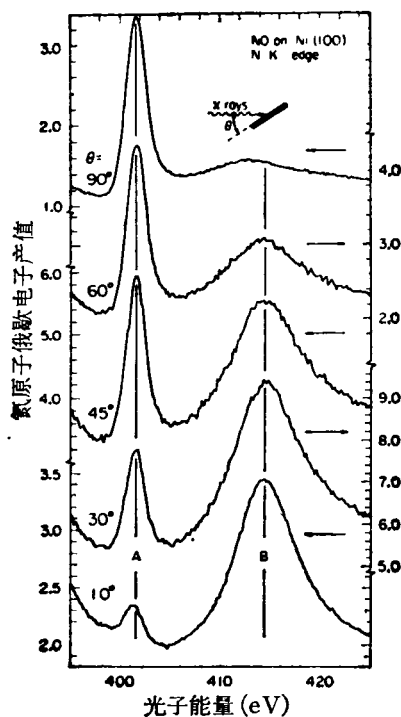


图 6

图 6 中的 A 峰。在阈值上，则激发到局域性强的反键轨道 $(\sigma 2p)^*$ ，即共振态 $f\sigma$ ，如图 6 中的 B 峰。非常有趣的是，利用 X 射线的偏振或入射角度的改变，可以得知 NO 分子是垂直地吸附在 $Ni(100)$ 表面上。当垂直入射(即 $\theta=90^\circ$)时，X 射线的偏振平行于表面，根据选择定则， $\Delta l = 1$ ，则吸收 X 射线应激发到 $(\pi 2p)^*$ ，即 A 峰为主；当掠入射($\theta = 10^\circ$)时，X 射线的偏振几乎垂直于表面，根据选择定律， $\Delta l = 0$ ，则应激发到共振态 $f\sigma$ ，即 B 峰为主，从图 5 还可以得到 $(\sigma 2p)^*$ 和 $(\pi 2p)^*$ 能级差约为 1 Rydberg，与实验测量的 A 和 B 峰能量差符合很好。同样地，对 O 原子 $1s$ 电子的近阈结构^[41]，也可进行相同的分析。

下面我们讨论一下原子和分子激发态研究的今后发展方向。上面已经阐明了激发原子或激发分子的能谱现象与作用域面的物理参数的关系，因此不论从实验上或理论上定量地得到该组物理参数(即 U_{ia}, μ_a 等)，都将是未来重要的研究方向。分子的激发态结构的形式和内容

极为丰富,除转动振动结构外,该激发态还可能解离或自电离,因此有时被称为分子的超激发态.如何用量子数亏损的物理图象,去描述一般的分子超激发态结构,并统一地描述有关的碰撞过程,这也是未来有趣的课题之一;它的进展有助于阐明化学反应的动力特性.通过上面关于NO分子激发态结构与X射线近阈结构的讨论,可以认识到,分子激发态结构的研究是探讨激发原子环境效应的一个环节,尤其是中国科学院已经建立的超高功率激光实验中心的优势,可以探讨超稠密状况下的离化原子的激发态结构.这一点无论在基础研究方面或在应用基础研究方面都是十分有意义的.最后,如何推广量子数亏损理论的物理图象去描述作用域外存在两个激发电子的动力问题;最近已有十分有趣的实验观测^[42],将进一步激起对这个长程库仑相互作用的量子三体动力问题的探讨.

感谢中国科学院和中国自然科学基金会对本课题研究的资助.

参 考 文 献

- [1] Niels Bohr, *Atomic Theory and Description of Nature*, Cambridge University Press, Cambridge, (1934).
- [2] K. A. Safinya, T. F. Gallagher, *Phys. Rev. Letter*, **43**(1979), 1239.
- [3] M. J. Van der Wiel, *Physica*, **49**(1970), 411.
- [4] C. E. Brion, *Physics of Electronic and Atomic Collisions*, edited by S. Datz, North-Holland Publishing Company, (1982), 579.
- [5] P. M. Dehmer, S. T. Pratt, *Photophysics and Photochemistry in the Vacuum Ultraviolet*, edited by S. P. McGlynn et al., D. Reidel Publishing Company, (1985), 467.
- [6] O. Echt, K. Sattler, E. Recknagel, *Phys. Rev. Letter*, **47**(1981), 1121.
- [7] R. Haensel, et al., *Phys. Rev.*, **188**(1969), 1375.
- [8] M. J. Seaton, *Phys. Soc. Lond.*, **88**(1966), 801; M. J. Seaton, *Rep. Prog. Phys.*, **46**(1983), 167.
- [9] U. Fano, *Phys. Rev. A*, **2**(1970), 353; U. Fano, *Phys. Rev. A*, **15**(1977), 811; U. Fano, *J. Opt. Soc. Am.*, **65**(1975), 979.
- [10] C. M. Lee (李家明), W. R. Johnson, *Phys. Rev. A*, **22**(1980), 979.
- [11] 李家明, *物理学报*, **29**(1980), 419.
- [12] 李家明, *物理学报*, **32**(1983), 84.
- [13] K. T. Lu, *Phys. Rev. A*, **4**(1971), 597.
- [14] C. M. Lee (李家明), K. T. Lu, *Phys. Rev. A*, **8**(1973), 1241.
- [15] C. M. Lee (李家明), *Phys. Rev. A*, **10**(1974), 584.
- [16] A. F. Starace, *J. Phys. B*, **6**(1973), 76.
- [17] J. Geiger, *J. Phys. B*, **12**(1979), 2277.
- [18] P. Esherick, *Phys. Rev. A*, **15**(1977), 1920.
- [19] J. J. Wynn, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **39**(1977), 1520.
- [20] R. Beigand, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **47**(1981), 326.
- [21] J. P. Connerade, et al., *Phil. Trans. Roy. Soc. A*, **290**(1979), 327.
- [22] F. Gounand, et al., *Phys. Rev. A*, **27**(1983), 1925.
- [23] M. Aymar, O. Robaux, *J. Phys. B*, **12**(1979), 531.
- [24] J. A. Armstrong, et al., *J. Opt. Soc. Am.*, **69**(1979), 211.
- [25] J. Dubau, J. Wells, *J. Phys. B*, **6**(1973), 1452.
- [26] M. Le Dourneuf, et al., *J. Phys. B*, **8**(1975), 2640.
- [27] W. R. Johnson, et al., *Phys. Rev. A*, **22**(1980), 989.
- [28] D. Dill, *Phys. Rev. A*, **7**(1973), 1976.
- [29] C. M. Lee (李家明), *Phys. Rev. A*, **10**(1974), 1598.
- [30] Ch. Heckenkamp, et al., *Phys. Rev. A*, **32**(1985), 1252.
- [31] C. M. Lee (李家明), R. H. Pratt, *Phys. Rev. A*, **12**(1975), 1825.
- [32] A. K. Pradhan, *Phys. Rev. Lett.*, **32**(1981), 84; A. K. Pradhan, *Phys. Rev. Lett.*, **47**(1983), 79.
- [33] Ch. Jungen, D. Dill, *J. Chem. Phys.*, **73**(1980), 3338.
- [34] C. M. Lee (李家明), *Phys. Rev. A*, **16**(1977), 109.
- [35] A. Giusti, *J. Phys. B*, **13**(1980), 3867.
- [36] C. M. Lee (李家明), Invited Progress Report, XIV International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions, Stanford University, July, 1985.
- [37] 田伯刚、李家明, *物理学报*, **33**(1984), 1401.
- [38] 潘晓川、李家明, *物理学报*, **34**(1985), 1500.
- [39] 梁晓玲、李家明, *物理学报*, **34**(1985), 1479.
- [40] Xiao-Ling Liang (梁晓玲), Xiao-Chuan Pan (潘晓川), Jia-Ming Li (李家明), *Chinese Phys. Lett.*, **2**(1985), 545.
- [41] J. Stöhr, R. Jaeger, *Phys. Rev. B*, **26**(1982), 4111.
- [42] L. A. Bloomfield et al., *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 2234.

微观模型帮助我们了解原子核

胡 济 民

(北京大学技术物理系)

怎样评价模型在科学发展中的作用? 物质微观结构的模型理论有什么特点,起什么作用? 这些都是科学方法论的重要问题。尼尔斯·玻尔对物质结构的微型模型作出重大贡献,在纪念他诞生一百周年的时候谈谈模型在核物理研究中的作用是合适的。

一、微观模型的特点和作用

模型是人们常用的一种科学方法,它帮助我们在科学研究工作中舍去枝节,突出重点,简化处理方法。在多数情况下,宏观模型仅仅是一种研究的手段和方法,而微观模型则不仅是手段和方法,而且还同时是研究的目的,是人们对微观物质结构认识的反映,其特点和作用可以归纳如下:

(1) 一个成功的微观模型要以大量实验事实为依据。实验事实往往不能直接和物质的微型结构相联系,模型在这里起了媒介的作用。例如,原子光谱只有通过玻尔的原子模型才能和原子内部的电子运动联系起来。而玻尔原子模型又依赖于卢瑟福对 α 粒子散射实验的分析以及光的量子性的实验事实,因此它有着广泛的实验基础。

(2) 微观模型并不仅仅是实验事实的归纳或经验规律的概括,而且还是物质微观结构的某种物理图象。人们对于微观世界没有直接的感性认识,不能形成直观的图象,不得不借助于模型用宏观物质的概念来描述物质的微观结构。当然,这种描述必然有局限性,不能完全确切地反映物质的微观结构,例如原子中的电子并不在某些固定的轨道上运动,也不能仅仅把

它看成是电子云,但是在对这些局限性有清晰认识的条件下,微观模型对于我们认识和研究物质的微观结构会有很大的帮助,甚至是不可缺少的。

(3) 微观模型的提出需要一定的理论依据,但一般不是已有理论的逻辑推论,有时甚至含有与已确立的理论相背离的地方。例如,玻尔的原子模型曾借助于经典力学来确定电子的轨道,但是他提出的量子条件和量子跃迁的假说就与经典力学及电动力学相背离。

(4) 一个成功的模型往往会成为新的理论和实验研究的出发点,而这种研究反过来又为模型提供更多的论据,补充和修改模型图象,使我们对物质的微观结构有更正确的认识,使模型得到更广泛的应用。例如,玻尔的原子模型不仅直接促进了量子力学的建立,而且也大大推动了原子分子物理的研究工作。

(5) 一个微观模型的内容可以因理论和实验研究的发展而得到修改和补充,其部分或全部内容将由于理论的发展而得到论证。但是作为反映微观结构图象的模型,其作用并没有消失,反而是更加可靠。例如,玻尔的原子模型在经过量子力学的概念修正后仍然是原子结构的微观图象,并不因为其全部内容均可以从量子力学推导出来而失去价值,相反它已成为近代原子理论的一个组成部分。

二、模型在核物理发展中的作用

原则上讲,原子核的结构应该由组成原子核的粒子(质子和中子)之间的相互作用和运动规律所决定。但是关于核子间的相互作用、核

力的研究以及在非相对论近似下处理核多体问题方法的探讨是和关于核结构和核反应研究同时进行的。因此，核结构的研究就更加依赖于模型理论。模型对核物理研究的贡献，主要在下述三个方面：

(1) 模型理论综合了大量关于核性质、核谱以及核反应的实验数据，给出了原子核内核子运动比较可靠的清晰图象。首先，原子核内每个核子都近似地在其它核子的平均场中作独立的运动，就象电子在原子的平均场中运动一样，因此原子核也同样出现壳层结构。壳模型的巨大成功证明了核子所作的独立运动是核子在核内的主要运动形式。在核反应中，光学模型和直接反应理论的成功，证明了在连续态时，这种独立粒子运动也是一种重要的运动形式。

核子之间的相互作用不可能完全由平均场所替代。除了平均场外，核子间还有剩余的相互作用，引起核子之间的关联。关联可以看成是独立粒子运动的一种补充。短程的关联引起核内核子的配对作用，描述这种关联的核子对模型也得到大量实验事实的支持。核子间的长程关联会引起核的变形和集体运动，描述这种运动的是核的集体模型。原子核的转动和振动能谱就是这种集体运动的重要证据。重核的裂变和重离子的熔合反应则是原子核大变形的集体运动的结果。

当原子核的激发能比较高时，核的运动形态变得非常复杂，需用统计的观点来描述核的运动。核反应的复合核模型就是这类统计模型。所谓复合核也就是在核反应中由入射粒子和靶核所组成的处于较高激发态的原子核。复合核模型解释了长寿命的共振态，成功地计算了反应截面角分布以及出射粒子的能谱等。核反应中观察到的截面涨落以及能级宽度的统计分布也都是核状态统计性的表现。此外在重离子核反应和裂变过程中统计性也有明显的表现。

以上就是模型理论为我们提供的原子核的运动图象。

(2) 模型研究对理论研究起了推动和检验作用，这里所指的理论研究是有关核力(核子间

的相互作用)和核多体的理论研究。一个成功的模型会促使人们研究它的理论基础，计算其中所含的参量。一个成功的模型往往概括了大量的实验数据，因此它本身又可以用来检验理论。另一方面，模型所提供的物理图象又可以帮助我们选择适当的近似方法。总之，模型与理论研究的关系是错综复杂的，下面举几个例子来说明。

如果忽略质子间的库仑相互作用，并设原子核是由相同数量的质子和中子组成，那么当核子数趋于无限大时，就可得到理想的核物质。核物质具有空间均匀性，因此对它进行理论研究有方便的地方，但客观上并不存在，所以核物质的理论研究工作本来不会得到重视。只是由于从液滴模型的质量公式可以推得核物质中每个核子的平均结合能，由核的大小可以推得核中心部分的密度，为核物质理论提供了两个可供比较的数据，因而使核物质的理论计算成为检验核力及核多体理论的重要手段。

我们早已有了计算原子中的电子所受的平均场的可靠方法，但由于核子间短程的强相互作用，而且有很强的排斥芯，通常用于求平均场的方法不适用。因此，需要研究核多体理论，以便为核内独立粒子的运动提供理论基础。实际上，当两核子相距很近时，它们之间有很强的关联，不再能看成是独立粒子的运动。证明在这种条件下独立粒子运动规律仍然成立，并且计算出基本符合壳模型和光学模型要求的单粒子势，这是核多体理论的一项重大成就。这也表明我们目前所了解的核力是基本满足核结构的要求的。

核的集体运动也为核多体理论研究提供了很多课题，例如怎样在单粒子态的基础上计算核的集体激发态的激发能和跃迁几率？怎样在微观结构的基础上计算集体运动的动能？怎样正确处理单粒子运动和集体运动的耦合？等等。

(3) 模型可以指导我们进行实验研究，帮助我们计算某些应用上需要的核数据。进行核物理实验都需要理论指导，而大部分实验研究

都要靠模型理论来选择弹核和靶核,确定实验方案、弹核能量、几何位置、数据处理等。也就是说,根据模型理论,我们已经可以在一定程度上预测实验的结果,这当然会大大有利于实验工作的进行。

在核能和核技术的应用中,我们往往需要用一些实验上没有或不能测定的核数据。例如某些核反应的截面或出射粒子的能谱等,这些就需要理论计算。模型理论一般会包含若干个可调参量,如果用邻近的同类的实验数据来确定这些参量,就可以相当准确地计算出所需要的数据。模型在这方面的作用已经发展成为一门新的学科分支——应用核理论。

三、核物理模型理论的前景

在谈到核物理模型理论的前景时,我们要回答两个问题:第一,核物理中出现的各式各样的模型理论是不是因为缺乏系统理论而出现的一种暂时现象,它们是否最终要被系统的统一理论所代替?第二,是不是在低能核物理范围内,实验现象已为各种模型所归纳,今后不会有新的发展了?

关于第一个问题,应该指出,当前的模型理论是几十年实验和理论研究工作的成果,是原子核运动的物理图象。随着理论和实验研究的进展,这些模型会得到改进和完善,而不会被替代或取消。

说到第二个问题,目前的模型理论虽然已经归纳和概括了低能核物理范围内大量的实验现象和数据,但是还有相当广阔的领域有待于进行实验研究和理论探索,有些重要领域还面临着很困难的问题。因此除了继续改进和完善现有模型的理论 and 开展中高能核物理研究工作以外,在低能核物理领域也还有以下许多工作要做:

(1) 低激发态核谱直接与核内核子运动形态相联系,在低能核物理中,它是理论和实验工作进行得最多的领域之一。实际上,真正地把能级性质弄清楚的核谱,仅仅是可测谱线的一

小部分,而由模型理论弄清能级性质的谱线就更少了,主要是一些轻核的谱,偶偶核的集体运动谱线以及满壳层核附近的单粒子谱。可以说大部分或绝大部分谱线还没有进行过认真的理论分析。因此,原子核内核子的十分丰富的运动形态,尚待于人们去研究和探索。

(2) 如果用波函数来表示一个量子态,那么该量子态所含的信息量是很大的,一个能级的自旋宇称和宽度虽然很重要,但这仅仅是大量信息中的极小一部分。最近几年发展起来的高能电子与原子核的弹性和非弹性散射的精密分析技术,可以提供核的电荷密度和跃迁密度的数据,这将为我们大大扩充有关核结构的实验信息。当然还可以设想获得核内核子关联方面的信息。总之,在获得核结构的信息方面,还有很多可供开拓的领域。

(3) 过去的研究工作主要限于 β 稳定线附近的核的低自旋低激发态方面。近十多年来,高自旋态和高激发态受到注意,研究对象也逐步扩展到离 β 稳定线较远的核。这些研究领域的扩展将使我们有可能考察原子核的各种性质随组成、自旋和激发态的变化,作出类似于合金相图的核相图。无疑这也是研究工作一个重要的发展方向。

(4) 关于核反应机制,目前虽然有一个大致的了解,但是弄不清的问题比核结构更多,能进行比较严格计算的问题更少。核反应的计算本身含有相当大的不确定因素,而计算所用的核结构方面的知识也有相当大的不确定因素,这两者交织在一起,使核反应的处理比核结构困难得多。在实验上由于极化离子源技术的发展和多参量测量方法的采用,使我们能够对一个反应获得更多的数据。另一方面,目前受到重视的多步过程反应理论将逐步建立直接反应和复合核的关系。可以预期,核反应研究将会取得大的进展。

(5) 裂变的发现已经四十多年了。由于原子能的应用,裂变现象受到人们特别的重视,但是关于裂变机制还有很多问题没有弄清楚。同样,在重离子反应中,也有很多问题需要澄清。

这两种过程都涉及到大变形的集体运动,同时又带有统计随机性,有很多自由度互相耦合。可以认为,这是我们所面临的最复杂的多体问题之一。

(6) 改进和发展模型理论,并不仅仅是为了基础研究的需要,也有重要的应用目的。为了提高核能利用的效率,对核数据的可靠性和精确度的要求在不断提高,这就要求我们改进模型理论。例如,在大量的关于核反应的计算中,都要用到核的能级密度,这是一个在理论和实验上都难以精确确定的量,但是它的核结构

效应却是一个很难确定的因素,因而会影响计算的可靠性。核的质量公式可以很准确地计算出在 β 稳定线附近的核的质量,但是由于公式中的参量就是根据这些实验数据确定的,是否适用于远离 β 稳定线的核或大变形的核,就很成问题。所有这些问题都表明,要增加理论计算的可靠性和精确度,在改进和发展模型理论方面还要做大量的工作。

从上述讨论可见,关于核的模型理论,过去的研究工作,已打下一个好的基础,今后有可能进入一个深入发展和得到广泛应用的阶段。



(上接第 219 页)

正则系综,但对核体系来说应用微正则系综才比较合适。这是因为从能量观点比从温度来研究这几百个核子的系统更符合实际情况,而且也便于将核结构效应(如能级密度等)考虑进去。

(3) 从数值计算来说,严格地求解一维福尔克-普朗克方程已经相当困难,况且为了与实验比较,需要解多维方程,困难就更大,因此,还需要探索有效的计算方法。

原子核是个不大不小的量子体系,它显示出宏观与微观的特点,也许对于像裂变这样大振幅运动进行研究,将会加深人们对一般不可逆过程(耗散过程)的理解和认识。

参 考 文 献

- [1] N. Bohr and J. Wheeler, *Phys. Rev.*, **56** (1939), 426.
- [2] 冯仁发、卓益忠、李君清, *原子核物理*, **6**(1984), 113.
- [3] A. Gavron et al., 待发表.
- [4] H. A. Kramers, *Physica*, **7**(1940), 284.
- [5] F. Scheuter et al., *Gaail*, 预印本, 1984 年 9 月.

尼尔斯·玻尔诞辰一百周年纪念会组织委员会名单

主 任: 钱三强

副主任: 周光召

委 员: 严济慈 周培源 王淦昌 王大珩 彭桓武 谢希德 黄 昆 唐敖庆
胡济民 管惟炎 李寿枏 曹昌祺 方 均

尼尔斯·玻尔的原子核裂变理论及其发展近况

卓 益 忠

(中国原子能科学研究院)

尼尔斯·玻尔对原子核物理的最直接、最重要的贡献，是他创立了核反应复合核模型与原子核的裂变理论。

原子核裂变是指一个重核自发地或者通过中子或其它带电粒子打进原子核产生的核反应，使这个核分裂成两个质量相差不多的碎片。这一现象是哈恩(Hahn)和斯塔兹曼(Strassmann)于1938至1939年期间发现的。在1939年9月1日的《物理评论》上^[1]发表了玻尔与惠勒(Wheeler)的经典性著作“核裂变的机制”。这篇文章应用了由玻尔所提出的复合核模型与液滴模型，成功地解释了当时的有关实验现象。玻尔与惠勒的这个理论奠定了人们对核裂变机制认识的基础，他们所提出的很多概念至今还在沿用着。实际上，他们的理论对后来的影响远远超出了核裂变的范围。

让我们简单地回顾一下核裂变发现时的情况，这也许对我们进一步了解玻尔的为人和他对科学的贡献是有帮助的。

哈恩和斯塔兹曼两位化学家用慢中子打击天然铀而生成的所谓超铀元素进行过反复测试。1938年秋季，当他们发现了该超铀元素是钡($Z = 56$)之后，感到很不好理解，用中子打击铀怎么会生成比铀轻得多的元素钡呢？于是哈恩将全部情况写信给他以前在瑞典的合作者买特纳(Meitner)。此时恰好是圣诞节的前夕，买特纳的外甥福利斯(Frisch)从哥本哈根玻尔那里来到瑞典与买特纳一起共同欢渡1938年圣诞节。他们两人很快就热烈地讨论了这个最新的发现。福利斯想起玻尔曾把原子核比作一个液滴。于是他们就设想这个带电的液滴具有表面张力与库仑力，当原子核受到扰动后，会

发生形变而被拉长，这时库仑力克服了表面张力，促使液滴断裂从而分裂成为两个较小的液滴。他们在讨论中使用了生物学家阐述细胞分裂现象时所使用的“裂变”这一名词。圣诞节过后，福利斯立即赶回哥本哈根，将这个情况告诉了玻尔。当他赶到玻尔研究所时，玻尔正准备带他的儿子埃瑞克(Erik)与罗森菲尔德(Rosenfeld)动身去美国访问，只剩下几分钟时间可供他们交谈。福利斯回忆说：“我与玻尔谈了几句话，玻尔就拍着脑袋说：‘好极了，就应当是这样的，我们过去太笨了’。”玻尔接着又对福利斯说：“你们写文章了没有？要是还没有，就得马上动手。”福利斯塞给玻尔两页他与买特纳写的草稿，玻尔回过头来说：“在你们的文章未发表以前，我决不向任何人谈这件事。”

于是玻尔就启程了，在船上玻尔一路都在思考这个重大发现，并与罗森菲尔德进行了讨论。1939年1月16日，他们抵达美国。当天晚上罗森菲尔德被惠勒邀请去参加一个讨论会，当惠勒问起欧洲大陆上有什么新东西时，因玻尔事先没有告诉过他对福利斯的有关保证，罗森菲尔德脱口将核裂变这件事谈了出来。这一消息引起了很大的反响，与会者纷纷打电话或写信告诉他们的同事或朋友，于是在美国掀起了很大的热潮，好几个地方当天就开始了实验工作，不但证实了核裂变现象，而且还搞清楚了许多问题。

当第二天罗森菲尔德告诉玻尔他已在讨论会上谈了有关核裂变之事时，玻尔非常恼火，他预见到马上会有强烈的竞争，他担心由于他的过错而使买特纳与福利斯的工作有可能会被别人抢先发表。于是玻尔一方面立即打电报到哥

本哈根去催福利斯尽快将文章寄出，并着手进行测量裂变碎片动能的实验工作。同时为了将事实真相公布于众，他自己也立即给英国的《自然》杂志写了一篇约 600 字的短文。在这篇文章中强调了由于买特纳和福利斯的好意，他才知道了哈恩和斯塔兹曼的惊人发现以及福利斯和买特纳的解释，并指出他自己只是从一般观点对裂变过程的机制补充点评论……。应当说玻尔一直在为福利斯与买特纳工作的优先权做了许多工作，直到问题解决为止他才放心。在这段时间里，玻尔还给英国《自然》杂志写了另一篇短文，阐明由慢中子引起裂变的只是铀同位素中含量仅有 0.7% 的 U^{235} ，而不是 U^{238} 。这一理论的预言，几个月后也被实验所证实。这在以后的核能应用上起了极为重要的作用。

由于玻尔的作用，在美国从玻尔将裂变的消息带进的那一天起，有关核裂变的实验与理论工作进展得非常迅速。在很短时间里，很多科学家已预见到实现链锁反应的可能性。以至到 1939 年 3 月 16 日（也即玻尔踏进美国两个月的日子），费米到华盛顿去告诉美国政府，一种新的具有巨大威力爆炸物有可能成为现实。这段时间核裂变的文章非常之多，据统计仅美国在 1939 年就发表了 100 多篇，其中有一篇是玻尔和惠勒合写的“核裂变机制”。这篇文章一出现就立即被认为是经典性的著作。在美国官方有关原子能历史的纪录中，称这一篇文章是这一时期的最重要的成就。

一、玻尔-惠勒的核裂变理论

玻尔关于核反应与核裂变的一般物理图象是这样的：任何核蜕变都分为两个步骤。第一步，当原子核接受一个激发（如打进一个中子）时，会先形成一个高度激发并具有长寿命的复合核。第二步，通过发射粒子（或 γ 射线）进行退激发。对于重核还可能产生核裂变与之相竞争。所不同的是，对于发射粒子，是把原来分散在多体自由度上的热能集中到某粒子上，而裂变则是将这部分能量转化为形变能，最后导

致核的分裂。

1. 原子核的形变能和裂变位垒

由于把原子核类比于带电液滴，因此它的位能主要由两部份能量即表面能与库仑能组成。对于一个球形（或近似于球形）的原子核，其表面能是阻止发生形变的，而库仑能则是促使发生形变的。当形变刚开始使，表面能的增加比库仑能的减少要快，所以位能总的趋向是增加。当形变达到某临界值之后，库仑能的减少比表面能增加要快，因而系统的位能很快地减少，所以可用图 1 来定性地说位能和形变的关系。

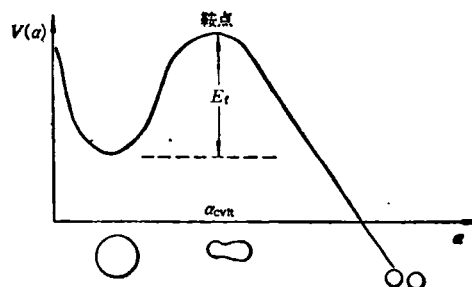


图 1

图 1 中 a_{crit} 所对应的位能与基态位能之差可以定义为裂变位垒高度 E_t 。当时玻尔不仅在定性方面给出了清楚的图象，而且还在一定近似情况下对形变能进行了计算，特别是对 E_t 随不同的核的变化（即随 Z^2/A 值的变化）进行了计算。很显然，有一个极限值 $(Z^2/A)_{lim}$ ，当 $x = (Z^2/A)/(Z^2/A)_{lim} = 1$ 时，对应于

$$E_t = 0,$$

即裂变域能为 0。所以，对 $x > 1$ 的核裂变是不稳定的，自然界不应该存在。根据简单的量纲分析，玻尔得到

$$E_t = 4\pi r_0^2 O A^{2/3} f((Z^2/A)/(Z^2/A)_{lim}), \quad (1)$$

其中 $f(x) = f((Z^2/A)/(Z^2/A)_{lim})$,

$$(Z^2/A)_{lim} \approx 47.8$$

[按弗恩伯 (Feenberg) 质量公式]， r_0 是核半径参数， O 是表面张力。

玻尔在两种极限情况下求出了 $f(x)$ ：

(1) 当 $x = 0$ 时，即无电荷液滴。这时，引起裂变所需要的能量等于将一个核分为两个相

等的核所增加的表面能,即

$$E_f = 2.4\pi r_{10}^2 O(A/2)^{2/3} - 4\pi r_{10}^2 O A^{2/3}, \quad (2)$$

所以 $f(0) = 2^{1/3} - 1 = 0.26$.

(2) 当 x 接近 1 时, 有很大的库仑能帮助裂变, 因 $\alpha_{c,rit}$ 较小, 可以用小形变来计算位能, 然后取极大值, 得到

$$f(x) = 98(1-x)^3/135 - 11368(1-x)^4/34425 + \dots, \quad (3)$$

对于中间的 x 值, 采用了内插方法, 得到下面的图 2.

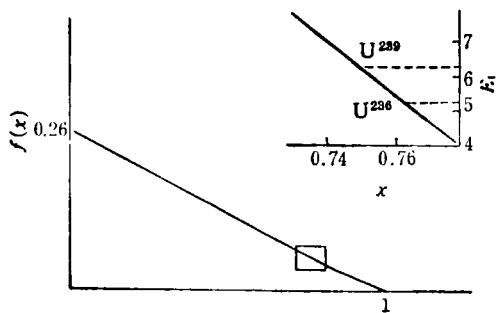


图 2

根据上面的分析, 可以得到如下重要结论:

(1) 热中子只能引起 U^{235} 裂变, 而不能引起 U^{238} 裂变. 按玻尔的估算,

$$E_f(U^{239}) \simeq 6\text{MeV}, \quad E_a(U^{239}) \simeq 5.4\text{MeV},$$

而 $E_f(U^{236}) \simeq 5.2\text{MeV}, E_a(U^{236}) \simeq 6.4\text{MeV}$, 所以, 在铀同位素中, 发生热中子诱发裂变的是 U^{235} , 而不是 U^{238} .

(2) U, Th 等元素的 (Z^2/A) 值已接近 $(Z^2/A)_{lim}$,

所以在自然界不存在更重的稳定核.

(3) 由于存在着 E_f 值, 像 U 等同位素的自发裂变(即不受激发, 从基态通过量子穿透效应而产生裂变)寿命相当长, 玻尔估算了 U^{239} 的寿命为 $1/\lambda_f \sim 10^{22}$ 年, 这比 U, Th 同位素的 α 衰变寿命还要长.

2. 复合核裂变, 裂变几率(裂变宽度 Γ_f) 的计算

玻尔根据他的统计复合核模型, 假定当一个重核吸收一个粒子(如中子)后, 在基态位阱与鞍点上都瞬时地达到统计平衡, 因而裂变宽

度为

$$\Gamma_f \sim \frac{\text{鞍点上的有效相空间(末态)}}{\text{基态位阱上的有效相空间(初态)}} \\ \sim \frac{1}{\rho(E)} \int_0^{E-E_f} \rho^*(E-E_f-\epsilon_k) d\epsilon_k.$$

这个理论至今还一直在沿用着.

二、核裂变理论近期发展

核裂变与重离子反应都是原子核作大振幅的集体运动的结果. 它涉及复杂的核多体问题, 是当前核理论中最感兴趣的前沿课题之一, 但同时也是最困难的问题之一. 迄今为止, 对这个问题的解释尚没有一个完整而自洽的理论. 有些人企图完全从微观基础出发来建立理论, 但还没有得到什么有意义和令人满意的结果. 相对而言进展较大的是沿着玻尔-惠勒的思路, 采用宏观与微观相结合的方法来进行核裂变理论的研究, 这方面的工作虽然还只是初步, 但已取得了一定的进展. 下面着重介绍这方面的情况.

对于 A 个核子体系, 假定可以分离为 N 个集体自由度 $(q_1 \cdots q_N)$, 与 $3A - N$ 个内禀自由度. 宏观与微观相结合的方法的实质是集中研究这 N 个集体自由度随时间的发展变化, 而内禀自由度的影响, 只是通过一些参数反映到运动方程中去. 构成集体自由度动力学描述的物理量, 主要有以下几个:

(1) 位能 $V(q)$. 上面提到玻尔-惠勒的计算是单纯用液滴模型做的. 我们知道原子核的壳层结构对于结合能的贡献也是很重要的, 因此应该体现在位能(即形变能)中. 所以在原来的液滴模型基础上应加上原子核壳层结构影响而产生的修正, 所以,

$$V(q) = V_{LD}(q) + \delta U_s(q). \quad (4)$$

这一修正导致裂变位垒的双峰结构如图 3 所示.

这个双峰结构已经为有关裂变形同质异能态和垒下裂变的共振结构等实验事实所证实.

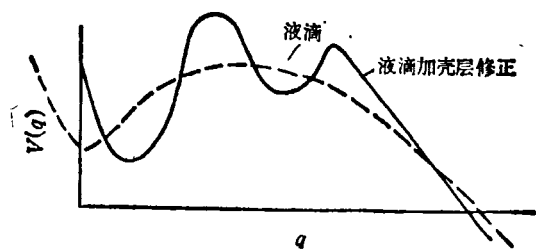


图 3

(2) 动能 T .

$$T = \frac{1}{2} \sum M_{ii}(q) \dot{q}_i \dot{q}_i = \frac{1}{2} \sum [M(q)^{-1}]_{ij} P_i P_j, \quad (5)$$

式中 $P_i = \sum M_{ij}(q) \dot{q}_j$, 是广义动量, $M(q)$ 是惯性, 可以由微观理论或液滴模型计算而得到.

(3) 耗散力 F . 它是由于集体与内禀自由度的相互耦合而产生的平均力, 其 i 方向的分量为

$$F_i = -\eta_{ii}(q) \dot{q}_i = -\eta_{ii}(q) [M(q)^{-1}]_{ik} P_k, \quad (6)$$

式中 $\eta_{ii}(q)$ 是粘滞系数, 它是描述集体能量转换到单粒子激发能的物理量. 象原子核这样的量子液滴其粘滞性到底有多大? 是像蜂蜜还是象水银? 这和它的耗散机制是单体性质的(即由于核子与运动核表面相互碰撞引起)还是两体性质的(即由于核子之间相互碰撞引起的)有关, 而且还与运动是无规则的还是规则的. 这是当前非常感兴趣的问题, 尚需在重离子反应核裂变以及巨共振等方面的研究工作中进一步搞清楚.

(4) 剩余涨落力集体自由度与内禀自由度的耦合, 除了给出平均的耦合力外, 还会有剩余的涨落力. 由于相互耦合的复杂性, 这个力是带有随机性质的.

根据上述考虑, 可以从不同的角度推导出不同形式的福克尔-普朗克方程, 典型表达式为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f}{\partial t} + (M^{-1})_{ij} P_j \frac{\partial f}{\partial q_i} \\ & - \left[\frac{\partial V}{\partial q_i} + \frac{1}{2} \frac{\partial (M^{-1})_{ik}}{\partial q_i} P_i P_k \right] \frac{\partial f}{\partial P_i} \\ & = \eta_{ii} (M^{-1})_{ik} \frac{\partial}{\partial P_i} (P_k f) + T \eta_{ii} \frac{\partial^2 f}{\partial P_i \partial P_i}, \quad (7) \end{aligned}$$

式中 $f(q, P, t)$ 是集体坐标和它的动量的相空间的分布函数.

(7) 式是很多人所熟悉的, 可以用它来讨论布朗运动. 布朗运动是指悬浮在溶液介质中的一个分子由于与周围介质许多分子相互碰撞而作的无规则运动. 这里有一个条件, 那就是布朗粒子的质量要远远大于周围介质分子质量. 原子核是由核子(中子和质子)组成的, 怎么可以与布朗运动相联系呢? 这是因为原子核的集体运动的惯性质量远大于单个核子的质量, 由于它们之间的相互作用而引起的集体运动, 在某种情况下可以和布朗运动相类比. 当然在这里布朗粒子在空间的移动, 被原子核的表面运动所代替, 而介质分子对布朗粒子的撞击被核子对核壁的撞击所代替.

通过求解出分布函数 f 后, 我们不仅可以得到平均的物理量, 而且还可以得到这些量的分布. 当然目前求解这种一般的福克尔-普朗克方程还没有完全实现, 只是在若干简化的情况下有些结果. 目前国内、外都在进行这项工作, 下面着重介绍两个有代表性的最新研究结果:

(1) 裂变过程中的中子发射增强问题

最近几年, 在一些激发能量较高的核裂变的实验中, 观察到在裂变断点以前所发射的中子(不包括裂变后碎片发射的瞬发和缓发中子)比用玻尔-惠勒的标准统计模型所预言的中子有明显增多. 这一现象如果从上述的布朗运动或扩散模型的观点来看也许是'可以理解的'^[2], 因为玻尔-惠勒的模型假定形成复合核后瞬间处处(包括基态阱与鞍点上)都达到统计平衡, 这显然是不那么合理, 它完全忽略了裂变过程的动力学效应. 事实上, 原子核的形状从球形发展到断点时的两个碎块相连接的形状有一个过程, 这个过程的快慢和最终形状与原子核的粘滞性有关, 只有到了断点组态时, 原子核才可能裂变, 在这以前只能发射中子. 这样就可以使中子的发射比玻尔-惠勒模型所预计的有所增强.

最近国外有几个单位对 $^{16}\text{O} + ^{142}\text{Nd} \rightarrow$

$^{158}\text{Er}(207\text{MeV})$ 裂变过程的中子多重性进行了测量,得到的实验测量结果为 2.7 ± 0.4 , 而用玻尔-惠勒公式进行理论计算得到的结果为 $1.6^{[3]}$.

当考虑到核的粘滞性与扩散过程后,理论计算与实验结果就可以符合得较好(见图 4).

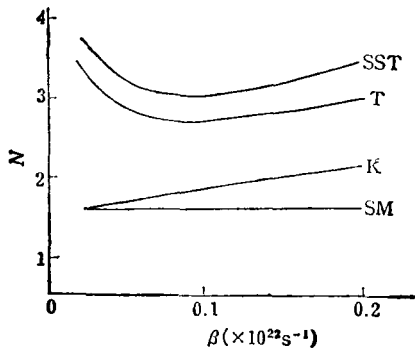


图 4

图 4 中的横坐标是粘滞系数 β , 纵坐标 N 是中子多重性, SM 是按玻尔-惠勒公式计算的结果(与粘滞性无关), K 是按 Kramer 公式^[4]计算的结果, T 是进一步考虑鞍点前的瞬时效应时的结果, SST 是全面考虑各种效应(包括断点的瞬时效应在内)时的结果.

(2) 裂变碎块的动能分布

裂变时,两个碎块间的库仑排斥作用会使裂变碎块产生很大的动能.裂变碎块动能有一分布规律.如何求出这个分布规律,过去曾用一维的福尔克-普朗克方程来处理这个问题,但

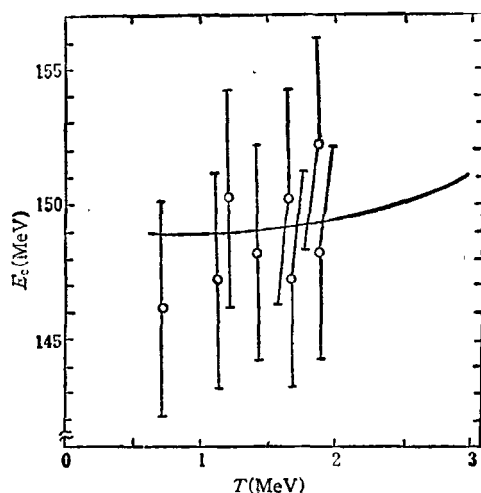


图 5 平均动能随核温度关系图
(带长把的是实验值,曲线为理论值)

计算结果是平均动能宽度比实验值小 3—4 倍.很显然,对于研究裂变机制来说,至少应考虑二维的福尔克-普朗克方程,即不仅仅沿着裂变方向是重要的,而且垂直于断点颈部的组态分布更为重要.

最近弗·席思特 (F. Schenter) 等^[5]在相空间解二维福尔克-普朗克方程(从鞍点到断点),用克喇末 (Kramer) 的定态解作为初始条件,采用局部谐振方法,对 $^4\text{He} + ^{209}\text{Be} \rightarrow ^{213}\text{At}$ (复合核)的裂变过程进行了计算,结果平均动能符合得较好,而动能宽度只略比实验值小一些(见图 5 与图 6).

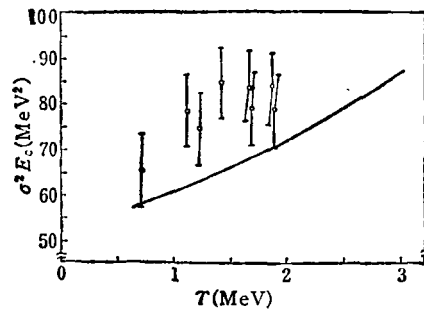


图 6 动能宽度随核温度的关系图
(带长把的圆点为实验值,曲线是理论值)

三、结 论

为了描述像核裂变这样大的振幅运动,人们提出了不少物理模型.从玻尔的液滴模型和复合核统计模型,发展到类似于福尔克-普朗克方程这样的扩散模型,无疑是一个很大的进展.但目前,无论在理论基础与实际计算方面都还存在着许多困难与问题.例如:

(1) 量子效应问题: 目前所用的福尔克-普朗克方程完全是经典的,但原子核是一个量子体系,而目前量子效应的影响尚未很好地考虑进去.

(2) 系综与核结构效应问题: 福尔克-普朗克方程是将单粒子自由度看作热浴,用的是
(下转第 214 页)

高能物理的发展

朱 洪 元

(中国科学院高能物理研究所)

高能物理(亦称粒子物理)是在研究原子、原子核和宇宙线的过程中诞生的。在五十年代初,加速器的能量开始超过 1GeV,从而有可能开始对高能物理现象进行系统的研究,高能物理也就开始成为物理学中一个独立的分支学科。

在原子的研究中,发现了电子、质子和光子。就目前的粒子的分类来说,电子是第一个被发现的轻子,质子是第一个被发现的强子,光子是第一个被发现的传递基本相互作用的粒子。当时,电子和质子被认为是不可分割的、永恒不变的物质的基元,所以称为“基本粒子”。

在原子的研究中,建立了量子力学和量子电动力学,为尔后量子场论的发展打下了基础。量子场论是当前粒子物理理论的基础。

在原子核的研究中,发现了 β 衰变,表明一种新的基本相互作用——弱相互作用的存在;也发现了核子力,表明另一种新的基本相互作用——强相互作用的存在。这样,和以前发现的万有引力相互作用、电磁相互作用一起,一共发现有四种基本相互作用。

在原子核的研究中,发现了中子。在此基础上引进同位旋的概念。空间、时间是物质存在的普遍形式,同位旋是物质存在的一种特殊形式。前者称为外部自由度,后者称为内部自由度。其实最早发现的内部自由度是电荷,它也是物质存在的一种特殊形式。

在宇宙线研究中,发现了 μ 子、 π 介子和奇异粒子。 π 介子是第一个被发现的自旋为 \hbar 的整数倍的强子,而质子和中子则是自旋为 \hbar 的半整数倍的强子。所有自旋为 \hbar 整数倍的强子以后统称为介子,而所有自旋为 \hbar 的半整数倍

的强子统称为重子。

μ 子和奇异粒子的发现表明一种新的内部自由度——“代自由度”的存在。这是物质存在的一种新的特殊形式。

从五十年代起,到现在已经发现数以百计的粒子,它们能够相互转化,看来不象什么“基本粒子”,于是将“基本”二字取消,统称它们为“粒子”。

研究这些粒子,发现它们没有一种是不生不灭的,在一定的条件下都能产生和消灭,没有一个例外。

其次,发现这些粒子都是配成对的,称为“正、反粒子”。正、反粒子的一部分性质完全相同,另一部分性质完全相反。例如电子和正电子是一对正、反粒子,它们的质量和自旋完全相同,它们的电荷和磁矩完全相反。也有少数正、反粒子的所有性质都相同,那末它们就是同一种粒子,光子就是这种粒子的一个例子。

可以将已经发现的粒子分为三类。第一类是传递基本相互作用的粒子。已经发现的是传递电磁相互作用的光子 γ 和传递弱相互作用的中间玻色子 W^+ , W^- , Z^0 。理论上预言的传递万有引力相互作用的引力子和传递强相互作用的胶子至今还没有在实验上发现。

其它的已经发现的粒子,可以按照其是否参与强相互作用分成两类。不参与强相互作用的统称为“轻子”。已经发现的轻子共有三代,每代有二种,共六种。它们分别用符号

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \quad (1)$$

表示。它们的自旋均为 $\hbar/2$,因此是费米子。其中 e 为电子, μ 为 μ 子, τ 代表 τ 轻子,它们

带的电荷都相同;与之相应的 ν_e, ν_μ, ν_τ 均不带电,统称为中微子.与三代、六种轻子相对应,存在着三代、六种反轻子.

参与强相互作用的粒子统称为强子.实验上发现的数以百计的粒子主要是强子.在五十年代,发现强子都有一定大小.例如,质子和中子的半径均为 $0.8 \times 10^{-13}\text{cm}$. 在六十年代,进一步发现强子内部还有带点电荷的东西,它们在强子内部能相当自由地运动.在国外,它们被称为“夸克”或“反夸克”.在国内有一部分物理学家将它们称为“层子”或“反层子”,因为他们认为,即使层子也不是物质结构的最终单元,只不过是物质结构中的一个层次而已.

已经发现的强子都是由三代、六种层子及相应的反层子组成.这三代、六种层子分别用符号

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad (2)$$

表示.它们的自旋均为 $\hbar/2$,因此也是费米子.设 e 代表质子的电荷,则 u, c, t 层子的电荷均为 $\frac{2}{3}e$,而 d, s, b 的电荷均为 $-\frac{1}{3}e$. 与之相应,存在着三代、六种反层子.

由于层子是费米子,它们的波函数必须是反对称的.在研究了重子内部的层子的波函数以后,发现强子内部还隐藏着前所未知的新自由度.每种层子或反层子都可以处于三种不同的状态.由于颜色的原色有三种:红、绿、蓝,所以将“色”这个词借用过来,称这种隐藏在强子内部的自由度为“色自由度”.

但是这种色自由度的存在会在高能物理过程中显示出来.高能正电子和电子相互碰撞,从而湮没转化为许多强子,就是这样一种过程.测量这一过程的截面表明,的确存在色自由度,否则这一过程的截面值应该就是实验值的 $1/3$.

设 R, G, B 分别表示每一种层子的三种色的状态,那么除光子和中间玻色子 W^+, W^-, Z^0 以外,在实验中发现的数以百计的粒子都由表 1 所示的 24 种轻子和层子以及相应的反粒子

组成.

表 1

ν_e	e	u^R	u^G	u^B	d^R	d^G	d^B
ν_μ	μ	c^R	c^G	c^B	s^R	s^G	s^B
ν_τ	τ	t^R	t^G	t^B	b^R	b^G	b^B

表 1 中的粒子的性质很有规律性,和化学元素的周期表相类似.轻子和层子各有其特殊性,但也有共性.为了解释已有的实验,理论也要求它们的性质这样相配.这表明它们可能有共同的基础,可能存在更深层次的结构.但目前的实验技术还不能测量出轻子和层子的大小.只能肯定,假使轻子和层子都有一定的大小,那么它们的半径一定小于 10^{-16}cm . 原子和强子的半径相差约五个数量级.假使强子和层子的半径也相差五个数量级,那么层子的半径只有 10^{-18}cm 数量级.因此,用目前的实验技术测量不出来,也就不足为奇了.

万有引力相互作用和电磁相互作用在宏观物理现象中可直接表现出来.但强相互作用和弱相互作用是在研究工作深入到原子核以后才显示出来,这是因为它们是短程力.此外它们还有各自的特点.在弱相互作用中宇称 P 不守恒,电荷共轭宇称 C 不守恒.后来发现, CP 也不守恒.而在其它三种基本相互作用中, C 和 P 都是守恒的.

根据现有的理论,强子由层子和反层子通过强相互作用结合而成.强相互作用通过胶子传递.如上所述,层子在强子内部可以相当自由地运动.强相互作用的这一特性称为“渐近自由”性质.在另一方面,即使利用目前加速器所能产生的能量最高的粒子来轰击强子,也没有能够将层子和胶子打出来,使之处于自由的、不受束缚的状态.强作用的这种将层子和胶子囚禁在强子内部的性质称为“囚禁”.渐近自由和囚禁是强相互作用所特有的性质.

在实验上已经发现的四种基本相互作用的强度可以用下列的四个无量纲参数来表达:

万有引力相互作用强度为

$$Gm_p^2/\hbar c = 5.9 \times 10^{-39};$$

弱相互作用强度为

$$G_F m_p^2 c / \hbar^3 = 1.0 \times 10^{-5};$$

电磁相互作用强度为 $e^2 / \hbar c = 1/137$;

强相互作用强度为 $g_s^2 / \hbar c \simeq 1/5$.

其中 G 为万有引力常数, G_F 为费密弱相互作用常数, e 为正电子电荷, g_s 为强相互作用常数, m_p 为质子质量. 在目前加速器所能达到的能量范围内, 万有引力在高能物理过程中所起的作用微不足道. 但是在高能物理现象中, 强相互作用、电磁相互作用和弱相互作用起作用的范围同样普遍. 它们都能导致各种粒子的产生、运动、转化和消灭.

为了提供关于强相互作用、电磁相互作用和弱相互作用相对强度的一些感性认识, 表 2 给出三个高能碰撞过程的总截面, 它们分别由强相互作用、电磁相互作用和弱相互作用决定:

表 2*

相互作用类型	碰撞粒子	总截面 (cm ²)
强	$\pi + N$	2.5×10^{-26}
电磁	$\gamma + N$	1.0×10^{-28}
弱	$\nu_\mu + N$	6.1×10^{-37}

* N 代表核子, π 代表 π 介子, 中微子 ν_μ 的能量为 100 GeV.

高能物理现象一方面具有微观物理现象中普遍存在的波、粒二重性, 另一方面又普遍存在着产生和消灭过程. 量子力学能反映微观世界的波、粒二重性, 但不能反映粒子的产生和消灭过程, 因为它所描述的是由自由度数目确定的物理系统. 经典电磁场论所描述的是具有无穷多个自由度的物理系统, 能够反映电磁波的产生和消灭, 但不能反映波、粒二重性. 要建立既能反映波、粒二重性, 又能反映粒子的产生和消灭过程的理论, 就得按照将经典力学改造成为量子力学的方法, 将经典场论改造成为“量子场论”. 在这种理论中, 场量是算符, 满足一定的运动方程和对易关系或反对易关系. 例如, 电子由量子旋量场 $\psi(x)$ 反映. 自由电子场可以作如下的傅里叶展开:

$$\psi(x) = \sum_{\mathbf{p}, s} \{ a_{\mathbf{p}, s} u_{\mathbf{p}, s} e^{i\mathbf{p}x} + b_{\mathbf{p}, s}^+ v_{\mathbf{p}, s}^+ e^{-i\mathbf{p}x} \}, \quad (3)$$

其中,

$$p_0 = \sqrt{m_e^2 c^2 + |\mathbf{p}|^2}$$

$u_{\mathbf{p}, s}$ 和 $v_{\mathbf{p}, s}^+$ 是表示自旋状态的旋量波函数. $a_{\mathbf{p}, s}$ 是代表一个动量为 \mathbf{p} 、自旋取向为 s 的电子的消灭算符, $b_{\mathbf{p}, s}^+$ 是代表一个动量为 \mathbf{p} 、自旋取向为 s 的正电子的产生算符. 因此, 量子场反映了粒子产生和消灭的普遍性和它们之间的不可分割的联系, 还反映了正、反粒子的对立统一. 按照这一方法建立起来的量子电动力学的最低次近似计算结果和实验符合得相当好.

为了使理论计算和更精确的实验结果符合得更好, 需要计算高次近似的贡献, 但在计算时, 却得到无穷大的结果, 因此毫无意义. 这种困难称为“发散困难”. 在三十年代到四十年代中, 曾经有人怀疑, 量子电动力学在能量超过 $137m_e c^2$ 的区域中不能反映客观规律. 在中子发现以前, 人们也曾经怀疑, 量子力学在原子核现象中已经不能反映客观规律. 当时认为原子核是由质子和电子组成的. 假使量子力学的规律仍然成立, 那么, 电子在原子核中的动能将达到几百 MeV, 远远超过电子和质子之间的静电吸引力所产生的位能的绝对值, 因此电子不可能被束缚在原子核内. 中子发现后才认识到: 并不是量子力学不适用于原子核, 而是原子核由质子和电子组成的这一设想错了.

经过分析, 在 1948 年发现, 所有这些无穷大计算结果在物理上的效应全部归结为改变电子的质量和电荷, 使之变为无穷大. 假使将计算结果中出现的无穷大的质量和电荷用实验上测得的质量和电荷值替代, 则计算结果变为有限值, 而且的确比低次近似计算的结果和实验符合得更好. 例如, 实验测得的电子磁矩值为

$$1, 001\,159\,652\,209(31) \frac{e\hbar}{2m_e c},$$

量子电动力学的理论结果在误差范围内与之相符合. 实验做得如此精确, 理论结果也如此精确, 而且彼此符合, 这是非常罕见的. 这种处理量子场论中出现的发散困难的方法称为“重整化方法”.

量子力学和量子场论是在玻尔的思想指引

下建立起来的,它的基本原理是:

(1) 物理量的值可以取不连续的数值,在数学上是用希尔伯特空间中的算符来表示。

(2) 物理状态服从统计规律,在数学上是用希尔伯特空间中的矢量来表示。

这两条基本原理的应用范围在实验上还没有发现它的边界。尽管实验对微观世界的探索已经从 10^{-8}cm 深入到 10^{-16}cm , 能量从几个电子伏提高到几千亿电子伏特, 物理现象仍然服从量子理论的基本规律。

但是并不是任何形式的量子场论都能用重正化的方法来解决它的发散困难。例如, 费米所提出的弱相互作用理论就是不可重正化的, 因此它不可能是弱相互作用的基本理论, 只可能是某种现象性理论。杨振宁和密尔斯在 1954 年提出的非阿贝尔规范场理论为弱相互作用基本理论的建立开辟了道路。物理规律假使具有某种对称性, 与之相应, 一定存在某种守恒定律。杨振宁和密尔斯的理论的核心思想是: 物理规律假使具有某种定域对称性, 与之相应, 必定存在某种相互作用。

建立弱相互作用基本理论的另一个重要概念是希格斯在 1964 年提出的真空对称性自发破缺的机制。在非阿贝尔规范场论和真空对称性自发破缺的基础上, 格拉肖、萨拉姆和温伯格在六十年代提出了电弱统一理论。在七十年代, 这一理论的一系列结果为高能中微子实验和极化电子与氦核相碰撞的实验所证实。在 1983 年, 这一理论所预言的中间玻色子 W^+ , W^- 和 Z^0 在实验上被发现, 其性质在实验误差范围内和理论预言相符合。从十九世纪末发现放射性起, 八十多年来经过几代物理学家的努力, 终于建立起电磁相互作用和弱相互作用相互密切联系的基本理论。这一理论和麦克斯韦建立的将电和磁统一起来的电磁场论一样, 是物理学发展过程中的一个里程碑。

电弱统一理论具有同位旋空间中的 $SU(2)$ 定域对称性和一个所谓“超荷空间”中的 $U(1)$ 定域对称性。当前人们集中力量研究的一种强相互作用的基本理论——“量子色动力学”, 是

一种在色空间中具有定域 $SU(3)$ 对称性的非阿贝尔规范场论。这种理论要求存在八种矢量场, 称为“胶子场”。与之相应的八种胶子的自旋均为 \hbar , 是传递强相互作用的媒介。将层子和反层子结合成为强子的力就是由胶子传递的。量子色动力学的确具有渐近自由的性质。强相互作用的强度随着动量传递的增加而减弱。因此有可能用微扰论的方法和量子色动力学来探讨高动量传递的强相互作用的过程。低次近似计算的结果和实验结果定性符合。但要对量子色动力学进行定量的、精确的检验, 不仅需要精确的实验结果, 也需要精确的理论结果。因为更高近似的贡献相当可观而又难于计算, 而大动量传递过程的截面很小, 在实验上难于精确测量, 所以即使研究大动量传递的强相互作用过程, 在理论上和实验上还有困难, 需要进一步努力。用量子色动力学研究低动量传递的强相互作用过程和强子内部结构还要困难得多。量子色动力学是否是强相互作用的基本理论, 这一问题看来还需要作出艰苦的努力, 才能得出结论。

电弱统一理论和量子色动力学合称为“标准模型理论”。前些年好像有一些实验和标准模型理论相矛盾。但新的更准确的实验表明, 出毛病的不是标准模型理论, 而是那些老的实验结果错了。迄今为止, 还没有发现, 在标准模型理论和实验之间有不可克服的矛盾。在三十年代, 费米提出初步的弱相互作用理论, 汤川提出初步的强相互作用理论, 经过半个世纪的努力钻研, 通过艰难曲折的道路, 终于建立起能够经受住目前所有实验检验的标准模型理论。这当然是令人高兴的事。

但从另一个角度看, 标准模型理论又是一个新的起点, 必须从此出发, 探索更深入、更广阔的基本理论。因为在标准模型理论中的参数多达约二十个。这一事实表明, 标准模型理论内部还包含有相当份量的现象性理论的内容。必须探索这部分现象性理论的本质, 使之发展成为基本理论。

此外, 作为万有引力相互作用的基本理

论——广义相对论在量子化以后出现的发散困难不能用重正化的方法来解决。这一矛盾也迫使理论非向前发展不可。

在标准模型的参数中，一小部分来自规范场部分，因此和物理规律的对称性有关。要减少来自这方面的参数，看来需要探索物理现象是否隐藏着更大的对称性。目前理论探索中相当大的一部分如大统一理论、超对称理论、超引力理论、超弦理论等，属于这一方面的研究。

这些参数中的大部分来自希格斯场部分，因此和对称性的破缺有关。在标准模型中，一切粒子的质量都和希格斯场有关。不仅如此，将不同代的层子联系起来的也是希格斯场。因此，弄清楚希格斯场的实质是什么，使对称性破缺的机制是什么，是非常重要的研究课题。目前理论探索工作中有一部分（如动力学破缺理论、人工色理论等）就是属于这个方向上的研究。

如前所述，表 1 中所排列的轻子和层子同化学元素的周期表很相似。这种规律性和为什么存在代的问题，在标准模型理论中都没有得到解释。因此当前也正在探索轻子和层子是否也是具有内部结构的复合粒子。人工色理论则探讨希格斯粒子是具有内部结构的复合粒子的可能性。也有人在探讨，中间玻色子 W^+ , W^- , Z^0 是否也是具有内部结构的复合粒子。超弦理论也在探索物质结构的新的形式。因此，探索物质结构的下一个层次，也是当前粒子物理理论研究的一个重要方向。

从物理学发展的历史看，这两个方向长期以来是物理学中两个相互密切联系的非常重要的发展方向。发现空间和时间是一个不可分割的四维统一体，将空间的对称性和时间的对称性扩大为彭加来对称性，就可导致狭义相对论。引入空间、时间的定域平移对称性就可导致广义相对论。电磁相互作用其实是来源于内部自由度中的定域 $U(1)$ 对称性。将这种 $U(1)$ 定域对称性和同位旋空间中的整体对称性联系起来，扩大为 $SU(2) \times U(1)$ 的定域对称性，并引进真空对称性的自发破缺，就可导致电弱统一

理论。与此同时，物理学的研究从太阳系结构深入到原子结构，从原子结构深入到原子核结构，再深入到强子结构。太阳系的结构和来自空间、时间定域平移对称性的万有引力相互作用密切相关，而原子结构和来自定域 $U(1)$ 对称性的电磁相互作用密切相关。原子核结构和同位旋密切相关。强子结构和色空间中的定域 $SU(3)$ 对称性密切相关。现在探索各种内部自由度之间的联系以及内部自由度和外部自由度之间的联系，探索更大的对称性和对称性破缺的机制，探索轻子、层子、中间玻色子 W^+ , W^- , Z^0 以及希格斯粒子等的内部结构，这些探索正是前面谈到的物理学理论研究中的两个历史发展方向的继续。

但是，目前所有这些探索虽然可能在一些方面取得进展，但与之同时又常常带来新的困难。预言的新现象在实验上没有看到，而一些标准模型理论结果本来和实验结果符合，但新的理论结果反而可能和实验结果不再符合。

按照玻尔的对立原理，必须要求新的理论在目前实验所能达到的能量范围内，将标准模型理论作为某种很好的近似包括在内。在另一方面，还要求它能解决代的存在问题、规范等级问题和量子引力理论的发散困难问题。这将是目前正在用很大力量进行研究的超弦理论所必须通过的第一道检验关口。

归根到底，认识来源于实践。要使这些探索汇合到一个正确的方向上来，一定要由实验来提供指路标。但是迄今为止，连标准模型理论所预言存在的希格斯粒子还没有在实验上发现。这并不是说，标准模型理论在这里出了问题。因为标准模型理论只预言希格斯粒子的存在，并没有预言希格斯粒子的质量有多大，因此，也没有预言利用已有的能量最高的加速器和对撞机能否产生希格斯粒子。

前两年在实验上好像发现了一些新现象，似乎可能提供理论发展的指路标。但在最近一年来积累了更多、更精确的数据以后，发现这些所谓新现象只不过是统计涨落，并随着数据的增加而消失。从 1986 年开始，将有能量更高的

对撞机陆续建成。希望利用这些对撞机所进行的实验,能发现新的现象,为理论探索指路。

在三十年代以前,人们所认识的基本相互作用只有两种,即万有引力相互作用和电磁相互作用;所认识的“基本粒子”也只有两种,即电子和质子。当时就有人设想,一个真正的基本理论只应该包含三个有量纲的基本参数: \hbar , c , r_0 , 其中 r_0 是一个基本长度。也许可以取作

$$r_0 = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^3}} = 1.6 \times 10^{-33} \text{cm},$$

其中 G 是万有引力常数,是一个具有普遍意义的常数。所有一切形式的物质都参与万有引力相互作用,它来源于空间、时间的定域平移对称性。而空间、时间是物质最普遍的存在形式。

当时物理学理论中的基本常数只有六个: \hbar , c , G , e , m_e , m_p 。物理理论下一步的基本任务是建立一个理论,从这个理论本身可以将下列三个无量纲常数推导出来:

$$\frac{c^2}{\hbar c} = \frac{1}{137},$$

$$m_e \sqrt{\frac{G}{\hbar c}} = 4.2 \times 10^{-23},$$

$$m_p \sqrt{\frac{G}{\hbar c}} = 7.7 \times 10^{-20}.$$

爱因斯坦在他的后半生致力于统一地理解万有引力相互作用和电磁相互作用,爱丁顿在他的后半生致力于统一地理解电子和质子,但他们都没有成功。

看来宇宙比当时人们所设想的远为深广。

爱因斯坦和爱丁顿所致力研究的问题现在已经发展为如何统一地理解四种基本相互作用,如何统一地理解轻子和层子。可以提出比这更进一步的研究问题:如何统一地理解轻子、层子、光子、中间玻色子 (W^+ , W^- , Z^0)、胶子、引力子、希格斯粒子等一切粒子以及它们之间的一切相互作用。

看来历史在重复。在十九世纪末,开尔文就曾经认为,物理学的发展任务已经完成了,下一代物理学家可以做的事看来不多了。过了三十年,人们认为只要能统一理解万有引力相互作用和电磁相互作用,统一理解质子和电子,将三个无量纲参数从理论本身中推导出来,物理学就大功告成了。过了五十年后的今天,又有人在谈论‘一切事物的理论’ (The Theory of Everything)。

牛顿曾经说:“他只不过是像一个在海边玩耍的小孩,拣到几块美丽的石子,而自然界前面的大海,是一望无际的”。我想在本世纪末,全世界的物理学界能拣到几块大海边的美丽的石子,就是了不起的成就。

从这些年来来的经验看,即使要在上述方向上踏踏实实地前进一步,不仅需要实验上的新发现指路,还需要玻尔在建立量子理论过程中的那种理论思维上的深刻洞察力。只有这种深刻的洞察力,才能从实验所提供的大批成果中看出关键性的实验结果,从而找到理论前进的突破口。

弱作用与电磁作用的统一理论

曹 昌 祺

(北京大学物理系)

近代物理学中一个引人思索的问题是,所有的物理作用能否用一个统一理论来描述?在物理学的发展历史中还有一个长期受到注意和引起争论的问题:所谓的真空是什么?是不是空无所有?表面看起来,这是两个完全无关的问题。但人们在探索弱作用与电磁作用的统一理论的过程中,却发现这两个问题间有着某种密切的联系。

到现在为止,已知的物质间的基本作用共有四种,即引力作用、电磁作用、弱作用和强作用。引力作用主要表现在宏观物理过程中,电磁作用不仅表现在宏观过程中,而且还在微观物理过程中占有极其重要的地位。无论是在原子、分子物理和凝聚态物理中,还是在光学和化学中,所涉及到的物质间的基本作用都只是电磁作用。强作用和弱作用是由于核物理的发展在三十年代后才开始研究的,使质子和中子结合成核的作用就属于强作用,而导致核的 β 衰变的作用则是弱作用。

在量子力学建立以后,接着又发展了量子场论,以解释光的量子化的实验现象。到四十年代后期,电磁作用的量子理论——量子电磁场理论(也称作量子电动力学)已发展得比较成熟。它的理论结果与实验符合得非常好,成为最可靠的物理理论之一。

至于弱作用,经过多年的实验和理论研究,到五十年代,人们对它的性质也已有了一定的了解。1956年,李政道和杨振宁为解释有关K介子衰变的一些实验现象,提出了弱作用宇称不守恒的假说。不久得到了实验证实,使人们对弱作用的认识又前进了一步。

在此基础上, Feynman 和 Gell-Mann, Ma-

rshak 和 Sudarshan 建立了弱作用的 V-A 理论,解释了大量实验,获得很大成功。这个理论把弱作用归结为弱流-弱流间的直接作用(本文中所有的流都是指四维流),并且只存在于左手费米子之间(粗略地说,左手费米子就是左旋费米子。但左旋和右旋的分法不是洛伦兹不变的,而左手与右手的分法则是洛伦兹不变的)。V-A 理论虽然能够解释当时弱作用方面的实验结果,但它本身还不是一个完整的理论。首先,它不可以重正化,从而只能计算初级近似值。如用它计算高阶修正,将不能避免发散困难。其次,从 V-A 理论计算出的初级近似值虽然在低能领域与实验相符合(直到当时,所有关于弱作用的实验都属于低能领域),但一旦过渡到高能领域的弱过程(质心系能量为几百 GeV),理论值肯定要与实验结果相矛盾,因为它的值将超过么正性所允许的极限。

V-A 理论的成功表明,弱作用与电磁作用有一个重要的相似之处,即流-流的耦合作用。我们知道,带电粒子间的电磁作用也可表示成电流-电流(四维)耦合的形式。不过两者之间又有如下重要的差别:

(1) 力程不同。V-A 理论描述的是一种直接作用,即力程为零。电磁作用则为一种长程作用(力程为无穷)。在一种作用是通过某种粒子来传递的情况下,其力程即为该粒子的康普顿波长。光子的静质量为零,故其康普顿波长为无穷大。

(2) 时空对称性不同。电磁作用具有左、右对称性,即电磁过程中宇称是守恒的。弱作用不仅左右不对称,而且是最大限度的不对称,即右手费米子完全无弱作用。

(3)电磁作用是一种规范作用,而 V-A 理论不是。

光子是一种自旋为 1 (以 \hbar 为单位) 的波色子,它同电流相耦合。电流与电流之间的作用就是通过光子传递的。V-A 理论中的弱流-弱流耦合形式使人们想到弱作用也可能是通过某种自旋为 1 的玻色子来传递的。这种粒子被称为中间玻色子。它们应当很重(例如为质子质量的几十倍),从而使弱作用力程很短,看起来象是直接作用。从弱流的性质来看,中间玻色子应当带电,通常记作 W^+ 和 W^- 。这又引起 W^\pm 与光子间耦合的问题,使得一些物理学家相信,只有将弱作用与电磁作用结合起来考虑才能得到一套完整的理论。这就导致了弱作用与电磁作用统一理论的研究。

统一理论是在 V-A 理论的基础上发展起来的。它的理论基石是量子规范场理论和对称性自发破缺的概念。下面我们就分别对这两者作一些介绍。

在经典电动力学中,规范变换是指 $A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \frac{\partial}{\partial x_\mu} \alpha(x)$ 的变换(x 代表时空坐标)。在量子力学中,规范变换的意义有进一步发展。我们知道,一个粒子的波函数其位相可以任意改变一个常数,即 $\psi(x)$ 变换到 $e^{i\theta_0}\psi(x)$ 时,所代表的物理状态不变。可不可以允许这种相因子随时间、地点取不同的值呢?也就是说,可不可以将前述变换推广到 $\psi(x) \rightarrow e^{i\theta(x)}\psi(x)$? 从相对论观点来看,这种推广是自然的,在类空间隔,由于不存在任何因果联系,位相因子应该可以彼此独立地取值。在量子力学中,由于基本作用就是电磁作用,这种推广确实是可以的。量子力学的方程及其解的物理内容在下述变换中保持不变:

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \frac{\partial}{\partial x_\mu} \alpha(x),$$

$$\psi(x) \rightarrow e^{i \frac{q}{\hbar c} \alpha(x)} \psi(x).$$

这一联立变换就是量子力学中的规范变换。

我们知道, ψ 的位相随时空的变化与粒子

物理

的正则动量 p_μ 相联系,即

$$p_\mu \longleftrightarrow -i\hbar \frac{\partial}{\partial x_\mu},$$

在经过上述变换后,正则动量 p_μ 改变了,但动量并不是 p_μ 而是 $p_\mu - \frac{q}{c} A_\mu$, 它在上述变换中保持不变。

杨振宁和 Mills 在 1954 年, Shaw 在 1955 年,分别提出这样的问题:电磁作用的上述特性能否推广到具有内部对称性的其他相互作用上去?内部对称性的概念是在核物理研究中发展出来的。在核物理中,根据实验结果的启示,提出了一种叫同位旋的内部对称性。它把质子和中子看作是同一种粒子(称为核子)的两种不同的状态,同样把 π_+ , π_0 和 π_- 看作是一种粒子的三种不同状态,对称性的意思是,就强作用而言,我们并不能定出一个物理标准来判定一个核子究竟是质子还是中子。我们只能通过某种指定,例如指定某个核子为质子而将待定的核子与它相比较来作出判断。在强作用中,中子能吸收 π_+ 而质子不能。能不能以此作为判定的标准呢?不能,这是因为还存在一个对称的情况:质子能吸收 π_- 而中子不能。由于两者是对称的,上述办法并不构成一个判断标准,除非我们事先能判定一个 π 介子究竟是 π_+ 还是 π_- 。而这同样需要作某种指定。

当然,在现实中我们能够根据某种物理标准直接定出一个核子是不是质子(例如通过与电磁场的作用或测量质量),这是因为电磁作用和质量差破坏了这种同位旋对称性。

就强作用而言,我们还可以更普遍地把质子和中子两种状态的某种叠加态当作是新的质子,把另一种与上述态正交的叠加态当作是新的中子:

$$|p'\rangle = a_{11}|p\rangle + a_{12}|n\rangle,$$

$$|n'\rangle = a_{21}|p\rangle + a_{22}|n\rangle,$$

并在将 $\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$ 变换成 $\begin{pmatrix} p' \\ n' \end{pmatrix}$ 的同时将 $\begin{pmatrix} \pi_+ \\ \pi_0 \\ \pi_- \end{pmatrix}$ 也变

换成相应的 $\begin{pmatrix} \pi'_+ \\ \pi'_0 \\ \pi'_- \end{pmatrix}$ 。实验表明,在上述变换下,强

作用规律性与原来的相同。也就是说,当我们把 p' 当作质子,把 n' 当作中子,把 π'_+ 当作正 π 介子……时,不会发现与原来有什么异样。

上述变换可以看成是某种标架变换。要指出的是,在这里标架的取法在全空间是一致的,并且不随时间变化,能不能容许上述标架的取法随着地点和时间变化而不同呢?即能否允许上述变换从整体性的改成定域性的?杨振宁和 Mills 及 Shaw 的研究表明,这只是在作用是通过规范场传递的条件下才可能。在内部对称性由非阿贝尔群描述的情况下,相应的规范场称为非阿贝尔规范场,它比电磁场要复杂得多,后者属于阿贝尔规范场。当标架作定域变换时,非阿贝尔规范场本身也要作相应的变换,使运动方程式和物理结论保持不变。这种不变性就叫作非阿贝尔规范不变性。

这种非阿贝尔规范场理论虽然很吸引人,但对它进行量子化时却发生了困难。因为从哈密顿动力学体系来看,并非规范场的所有分量都具有动力学变量的地位,而非阿贝尔规范场又具有比阿贝尔规范场更复杂的性质,它的量子化不能仿照量子电动力学的办法来解决。直到 1967 年,非阿贝尔规范场的量子化问题才由 Faddeev 和 Popov 等完满解决。

通常从经典理论过渡到量子理论,是将描述物理量的普通数换成不可对易的量(算符)。这种方法可以称为算符量子化方法。四十年代, Feynman 等发展了另一种量子化方法,称为泛函积分量子化(或称路径积分量子化)。在这种量子化中,不需要引入算符,粒子的运动仍用路径表示,但与经典力学不同的是,粒子从一点到另一点,不是通过某个确定的路径,而是通过无穷多个路径,每个路径都具有一定的几率振幅(不是几率,因而可以发生干涉)。在我们计算粒子到某点的总几率振幅时,应把各种路径的贡献进行求和(这也就是“路径积分”名称的含义)。这种量子化方法不难推广到场论中去。

Faddeev 和 Popov 正是用这种方法比较完整地解决了非阿贝尔规范场的量子化问题。

随后,非阿贝尔规范场的可重正化性也得到了证明。这些工作构成了量子场论晚近的重要发展。

非阿贝尔规范场的量子,也就是传递作用的粒子,它象光子一样是自旋为 1 的玻色子。于是人们想到能否用这种非阿贝尔规范作用来描述弱作用,并仿照同位旋,把 $\begin{pmatrix} \nu \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$ 等看作是某种弱旋的二重态(ν, e, u, d 分别表示中微子、电子和两种夸克,脚标 L 表示左手分量)。这样,过去提出的中间玻色子应当就是规范场的量子。但这种理论设想立刻就遇到一个困难,即规范对称性要求规范场的量子是无静质量的,而中间玻色子应具有相当大的质量。

这个问题后来由于对称性自发破缺概念的发展才得到解决。

对称性自发破缺的概念是从固体物理中得出来的。1960 年左右, Nambu 等物理学家把它引入到粒子物理中来。它指的是下面所说的情况:物理规律本身具有某种对称性,但基态是简并的;这样,在某个特定基态的基础上所发生的物理过程将不显示或只部分地显示规律所具有的对称性。铁磁性和超导性就是这种情况的例子。如果我们生活在一个巨大的铁磁畴内部,我们从所观察到的物理现象来判断,就会以为物理规律是各向异性的。这时,物理规律实际所具有的各向同性对称性在表现上就破坏了。这种破坏是理论本身所导致的(从该理论得出简并的基态),故称为对称性的自发破缺。当然,从实质上来说,对称性并未破坏(基态的全体仍符合对称性的要求),只不过是某个特定的基态背景下不显示出来而已。

从量子场论的观点看来,物质世界就是相互作用着的各种场的总和,其基态就是真空。如果基态是简并的,而现实的真空只是这些众多可能的基态中的某一个,那么就会发生上述对称性自发破缺的情况。

六十年代初, Nambu 和 Goldstone 等人的

研究表明,在相对论性的理论中,某种连续变换的对称性的自发破缺一定导致零质量粒子(现称作 Nambu-Goldstone 玻色子)的出现。这就给对称性自发破缺理论的适用范围带来很大限制,因为这种零质量粒子如果存在,那么它就应当早已被观察到。1964 年左右, Higgs 等人阐明,如果该对称性是定域的规范对称性,则这种零质量 N-G 粒子将与规范场耦结在一起,使得该规范场量子获得质量,从而增加一个纵偏振态。而 N-G 粒子本身不再作为物理粒子表现出来,可以通过规范变换将它从理论中消去。这种效应可认为是超导中等离子激元效应的相对论变种。

在超导中,基态可看作是 Cooper 对的相干态。它的简并性使电磁作用的规范对称性在表观上受到破坏。所出现的与 N-G 玻色子相应的元激发,由于与库仑场之间的耦结而转化为有质量的纵向等离激元,并不作为零质量的准粒子表现出来。

超导中的 Meissner 效应也可与对称性自发破坏相联系。设 ϕ 为描述 Cooper 对的波函数(实为一种序参量),则在横规范条件下,基态的 ϕ 为一个常数。当有磁场时,如前所述, Cooper 对的运动动量将等于 $\mathbf{P} - q\mathbf{A}/c$ 。对这个基底场 ϕ_0 , 正则动量 \mathbf{p} 为零,运动动量即为 $-q\mathbf{A}/c$ 。于是超导电流 \mathbf{j}_s 将与 \mathbf{A} 成正比。这个结果只对横规范 ($\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$) 成立,因而规范对称性表观上受到了破坏。对于几何构形简单的超导体,实际的 ϕ 仍保持为一常数,故 \mathbf{j}_s 与 \mathbf{A} 成正比的关系不变。这就导致 Meissner 效应。从电磁场量子化的角度来看,可认为是超导体中的横光子也获得了一个质量。

Higgs 等人的工作正是从上述超导现象得到启示而完成的。

这一进展克服了将非阿贝尔规范场理论应用到弱作用的困难,既解决了中间玻色子的质量问题,又避免了在理论中出现了希望有的零质量的 N-G 粒子(实际上未发现它存在。)

在这些工作的基础上, 1967 年和 1968 年 Weinberg 和 Salam 分别提出了弱作用与电磁

作用的统一理论。采用的对称性为弱旋加弱超荷。这种对称性是 Glashow 在六十年代初期首先提出来的。因此这一理论现在常称为 Glashow-Weinberg-Salam 理论。理论中共有四个规范玻色子,即 W^{\pm}, W^0 和 B。此对称性由于真空中有某种带弱旋和弱超荷标量场的凝聚而发生自发破缺。该标量场的量子有三个成为 N-G 玻色子并转化为三个规范场量子 W^+, W^- 和 Z^0 的纵分量。 Z^0 为 W^0 和 B 的一个叠加态, $Z^0 = W^0(\cos\theta_w + B \sin\theta_w)$, 并使这三个规范量子获得质量。而 W^0 和 B 的另一个叠加态 $A = B \cos\theta_w - W^0 \sin\theta_w$ 则保持质量为零, A 即为光子。式中的 θ_w 称为 Weinberg 角。

由此可见,电磁规范对称性代表弱旋和弱超荷对称性自发破缺后的剩余对称性,光子为 W^0 和 B^0 的一个相干叠加,而被破坏的那部分规范作用就成为弱作用。

为了解释弱作用具有最大限度的左右不对称性,就需要假定费米子的左手分量和右手分量原来就是两种不同的粒子,具有不同的弱旋和弱超荷。但这只有费米子是无静质量的情况下才是可能的。于是统一理论采用了 Nambu 等于 1961 年提出的一种方案,假定费米子原来都没有静质量,其左、右手分量原是不同的粒子,只是因为它们与真空中凝聚的标量场有作用,从而在这种真空的背景下可以互相转化,才成为一个有静质量粒子的不同分量。相对论告诉我们,质量与能量间有一个正比关系,静质量当然也对应于一定的能量。这个能量的物理意义是什么,原来我们并不清楚。现在电弱统一理论给了我们一个答案:这个能量代表费米子与真空中凝聚标量场相互作用的势能。

电磁作用的左、右对称性也得到了说明。既然一个有静质量的费米子的左、右手分量可以互相转化,而电磁作用又对应于剩余的对称性,那么左、右手分量的电荷必然相等,因而电磁作用是左右对称的。

我们看到,电弱统一理论不仅为弱作用提供了一个完整的理论(它可以重正化,因而可以计算高阶效应,么正性也就不成问题),解释了

为何弱作用具有最大限度的左右不对称,还使我们对粒子静质量的来源有所认识,对真空的物理性质也有了新的了解。我们由此更清楚地认识到真空确是物质的一种状态,而且是一种非平常的状态——某种带弱旋和弱超荷标量场的相干态,它有着极其重要的物理效应。

电弱统一理论预言了原来不知道的与 Z_0 耦合的中性弱流,并给出它的理论表达式。1973年,中微子散射实验证实了它的存在。经过几年的实验研究,最终肯定了它在定量上也与理论所预言的一致。这一成功使 Glashow、Weinberg 和 Salam 获得了 1979 年诺贝尔奖金物理学奖金。1982—1983 年,在欧洲核联合中心又进一步在实验上发现了 W^\pm 和 Z^0 粒子,证实它们自旋为 1,而且质量与理论预言的基本一致。这个成果又使从事这一实验工作的鲁比亚 (Rubia) 获得了 1984 年的诺贝尔奖金物理学奖。不过情况也出现过一些波折。1984 年,对实验数据作了进一步分析,认为 Z^0 的衰变方式与理论有不一致之处,并有迹象表明还可能存在一个更重的 Z'_0 。1985 年暑期在日本东京举行的国际会议上情况已得到澄清,新的实验结果已与理论完全一致,原来认为的矛盾都已消除。 W^\pm 和 Z^0 的质量也得到更准确的测定,分别在 $81.2\text{GeV}/c^2$ 和 $92.5\text{GeV}/c^2$ 左右,与理论预言值相符。到此,统一理论可说是已得到很好的证实。目前唯一尚未被发现的是 Higgs 粒子(由于理论上不能对它的质量作出预言,故还不能说是一个问题)。从以上情况看来,我们可以说,

电弱统一理论已经是一个得到实验相当严格检验的科学理论。

在本世纪的前中期,一些伟大的物理学家如爱因斯坦和海森堡都曾长期致力于统一理论的研究。但由于条件不成熟,他们都未取得成功。经过三十年代以来粒子物理学家进行了几十年的实验和理论研究,在大量科学实践的基础上,又从固体物理特别是超导物理那里吸取了营养,才终于在统一理论方面取得了重要进展,揭示出弱作用与电磁作用间的本质关系和真空的复杂性质,使人类对自然界的认识又前进了一大步。

当然,电弱统一理论也还有不足的地方。首先,从某种意义上说,它还不是一个真正统一的理论,因其中含有两个规范群,有两个独立的耦合常数。第二,没有对电荷的量子化[即所有粒子的电荷为某一数值(电子电荷的 $1/3$)的整数倍]作出解释。第三,理论中含有太多的参量,主要是标量粒子的自耦合常数和标量粒子与费米粒子间的耦合常数。这些不足之处为粒子物理提出了新的研究课题。一些粒子物理学家试图通过把三种(即电磁作用、弱作用和强作用)甚至四种基本作用全部统一起来的方式来解决这些问题,但在研究过程中遇到不少困难,一些理论预言也未得到实验支持。最近情况似乎有了变化。新发展的一种叫超弦的理论,表现出有许多优越的性质,目前正受到许多理论物理学家的关注。

敬告作者

本刊从 1986 年第 5 期开始不再给作者寄校样,希望作者在交稿前认真做好清稿定稿工作。稿件发排后作者不能作任何改动。科学出版社只按原稿进行校对。

尼尔斯·玻尔和天体物理的发展

方励之

(中国科学技术大学)

尼尔斯·玻尔诞生整整一个世纪了。今天，物理学界和非物理学界都在纪念这位给世界带来进步和光明的伟人。

玻尔一生中论述广泛，原子、分子、原子核、生物学、心理学、语言学，以至艺术和宗教等等都曾是他的论题。可是，他似乎极少谈及天文学，更没有发表过以天体物理为题的论文。然而有趣的是，使玻尔量子论第一次获得声誉的事件却与天体物理密切相关。

玻尔最有名的工作是他的“三部曲”，即以《论原子和分子的构造》为题的三篇论文。三部曲发表于1913年，其中以第一篇文章最重要，它奠定了玻尔原子理论的基础。在这篇文章里，玻尔共引证了33篇他人的工作，其中有8篇分别出自英国《皇家天文学会月报》及美国《天体物理学报》。为什么玻尔引证如此多的发表于天体物理刊物上的文章？

原来，在玻尔开始着手研究原子结构的时候，原子光谱不仅是实验物理学的热门课题，而且也是天体物理的一个重点课题。事实上，当实验物理学还只看到十二条巴尔末谱线时，在某些星体光谱中已看到三十三条了。

为了解释星云及日冕上的光谱的起源，尼克尔逊(J. W. Nicholson)在玻尔之前就发展了一套原子结构理论。尼克尔逊是伦敦皇家学院的数学教授，他因受到卢瑟福的工作的影响，采纳了原子的有核结构模型。他假定，原子是由带正电的核和带负电的电子构成的，电子排列成环状，围绕着中心的核。电子可以在环附近作微小的径向振动，这种振动就是谱线发射的原因。

尼克尔逊所采用的计算方法与麦克斯韦在物理

研究土星环时使用的方法十分相似。尼克尔逊证明了，光谱线的频率之比可以用环电子的不同模式振动频率之比来说明。他预言的频率比的确与观测值十分符合。

尼克尔逊模型的成功，对玻尔影响很大，玻尔在三部曲中有四次引证尼克尔逊的文章。值得注意的是，尼克尔逊在他的模型中论述了电子的角动量应是普朗克常数 $\frac{h}{2\pi}$ 的整数倍。这一点后来被玻尔吸取成为他的理论中的一个关键。

然而，尼克尔逊模型是有弱点的。首先，这种理论只能说明不同线系之间的频率比，而不能说明各线系的频率所遵循的规律。其次，更严重的是，尼克尔逊模型是不稳定的，由于辐射，体系的能量会发生变化，从而使径向振动的频率改变。这也就无法说明为什么存在线状谱了，因为线状谱表明发射频率应是确定的。从原则上说，围绕着核作环状运动的电子，根据经典电磁理论，一定是不稳定的，电子最终必将坍缩到原子核上。

玻尔注意到，解决原子坍缩困难是原子结构问题的核心，依据这一思想，他创作了他的三部曲的主旋律：

1. 对处于定态的体系的动力学平衡，只能由普通力学来加以讨论；而当体系在不同定态之间过渡时，却不能由普通力学去处理；

2. 过渡过程伴随着均匀的辐射，其频率与发射能量之间的关系即由普朗克理论所给定。

其中第二条在尼克尔逊等模型中已经用了，第

一条才是玻尔的独创。可见，玻尔首先是着眼于构造不坍缩的原则的。

根据上述两条原则所发展起来的原子模型，是我们很熟悉的了。例如，他证明，氢原子的光谱线系可以统一地表述为

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (1)$$

其中 n_1, n_2 可取任何整数， R 为里德伯常数，它由下式给出：

$$R = 2\pi^2 m e^4 / h^3, \quad (2)$$

这里， m 及 e 分别是电子的质量和电荷。

用这些结果很容易解释巴尔末线系的存在，这个线系是(1)式当 $n_1=2$ 时的特殊情况，即

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (3)$$

此外，由光谱直接测得的 R ，同根据(2)式计算出的结果也十分相符，这些都是玻尔理论的成功之处，是尼克尔逊理论所不及的。

但是在 1913 年，玻尔理论看起来也有不及尼克尔逊理论的地方，特别是在讨论皮克林 (E. C. Pickering) 线系时。

1896 年，美国天文学家皮克林宣称，他在星体光谱中发现了一个特别的线系，其波长 λ_n 是用下式表示：

$$\frac{1}{\lambda_n} = R \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{(n+1/2)^2} \right). \quad (4)$$

他所观测的星体是船底座 ζ ，中国名称是弧矢增二十二。

(4)式在形式上与(3)式十分相似，因此里德伯认为皮克林线系也是属于氢的。根据这个猜测，里德伯还预言，氢还应有用下式表示的线系：

$$\frac{1}{\lambda_n} = R \left(\frac{1}{\left(\frac{3}{2}\right)^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (5)$$

在有的星体光谱中的确看到符合(5)式的谱线。这就使里德伯更坚信他的推断了。

后来，否勒 (A. Fowler) 又作了一个决定性的实验。他在充有氢、氦混合气体的放电管

的光谱中看到了用(4)式和(5)式表示的线系，而在充有纯氦的管中却没有这些谱线。至此，(4)式和(5)式表示的线系属于氢似已成定论。可是玻尔用(1)式表示的氢原子光谱不可能包容(4)式或(5)式所表示的线系，而尼克尔逊理论却可以说明(3)式、(4)式和(5)式所表示的线系之间的频率比值。

若停留在这一步上，则使人感到，玻尔理论及尼克尔逊理论似乎各有优缺点。

然而在这种情况下，玻尔并没有停步不前。他大胆地断言：皮克林线系根本不是属于氢的，而是属于氦的。首先他证明，根据他的基本假设可以推出，氦离子光谱可以统一地表述为

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{(n_1/2)^2} - \frac{1}{(n_2/2)^2} \right), \quad (6)$$

因此(4)式或(5)式所表示的线系都是上式的特例，即都是属于氦的。

其次，为了说明为什么皮克林线系只在氢、氦混合气体管中观察到了，而在纯氦管中反而没有观察到，玻尔写道：

“这种光谱(指皮克林线系)没有在普通的氦管中被观察到，可能是因为在这种管中氦的电离程度不像星体上那样完全，也不像否勒实验(氢、氦混合气体管中的强放电)中那样完全。”

这句话包含着两点很有价值的思想，一是天体物理的，即认为在星体大气环境中，氦离子易于存在；一是原子物理的，即认为氦具有电负性，故在氢、氦混合时，氦离子易于存在。这两点后来都被证明是正确的，这是后话了。在当时，玻尔根据上述的分析预言，在纯氦中，只要有足够的氦离子，也必定能观测到皮克林线系。

1913 年秋，就在玻尔理论完成之后不久，英国物理学家埃万斯 (E. J. Evans) 再次研究纯氦的光谱。他发现，在极为纯净的氦气管的放电光谱中的确有用(4)式和(5)式表示的谱线。这个结果对物理学界的震动很大，因为它推翻了“熟知”的结论，使玻尔的理论占了上风。尽管后来还有一些人并未立即跟上如此一面倒的形势，不过那只是暂时的。事实上，埃万斯之

后，大局就已定了。正如爱因斯坦在得知埃万斯结果之后迅速判断的那样：“这可是一个伟大的发现啊！”“玻尔的理论一定是正确的！”

玻尔理论和天体物理的这一段历史，已是陈迹了，如果不是由于纪念他的一百年，似乎很少有机会来回味这段历史。不过，玻尔在处理这一问题时的思想、方法和技巧，却并没有变成历史，对今天的天体物理研究，仍然具有现实的意义。

如前所述，玻尔首先不是着眼于具体的光线，而是原子的平衡和稳定。玻尔理论首先是给出了原子平衡和稳定的原因。粗略地说，任何一个稳定的体系，总是由于某种吸引力和某种排斥力相平衡的结果。按照玻尔的理论，原子之所以存在，是由于静电吸引力和电子量子性所决定的排斥力相平衡的结果。所谓“量子性所决定的排斥力”，也就是简并压力。在玻尔之后，人们逐渐认识到，不仅原子、分子，而且固态、液态等地球上常见物态之所以平衡和稳定，原则上也都是由于静电力和简并压力二者抗衡的结果。可以说，玻尔的研究使我们逐步弄清了各类宏观物态之所以存在的统一的微观根据。

各种星体也都是稳定的体系。为什么有行星？为什么有太阳？为什么有白矮星？为什么有红巨星？这是天体物理学的一类基本问题。在玻尔之后，天体物理学的最重要发展之一，就是弄清了各种天体的平衡和稳定的微观根据，其结果可以概括如下^[4]：

静电力+简并压力→原子、分子、液体、
固体、星际尘埃、小行星；

引力+简并压力→行星、白矮星、中子星；

引力+热压力→主序星(太阳)、红巨星。
对上列各项不必一一详加解释了，左边各项表示主导着排斥和吸引的力，右边即是由它们所决定的体系。可见，玻尔的原子平衡稳定思想为我们提供了一把极有用的钥匙，打开了认识万物的平衡和稳定的大门。白矮星是引力和电子简并压力相平衡的结果；中子星是引力和中子简并压力相平衡的结果。可以说，这是直接

把玻尔的原子平衡稳定观推到星体尺度的结果。

玻尔的平衡稳定观能否推向更大的尺度？这就是宇宙学问题了。我们今天在宇宙尺度上所面临的问题很像当年玻尔在原子尺度上所遇到的问题，即宇宙不可避免地要坍缩。

在标准宇宙学模型中，宇宙的时空几何是广义相对论的一个宇宙解。该解具有时空奇性。所谓奇性，就是时空曲率等几何量成为无限或完全不确定的地方，也就是整个宇宙的坍缩状态。今天宇宙的年龄即是从宇宙早期奇性到现在所经历的时间。

宇宙奇性，像原子坍缩一样，是物理学所难以容忍的。因为，这些坍缩都会使因果链条中断，以致不能再做动力学研究了。曾经有一种看法，认为宇宙奇性或宇宙坍缩只是某些宇宙解的特征，若选择其他解，就可能避免奇性。然而，七十年代的研究证明，宇宙奇性是不可避免的，它是由广义相对论所描写的引力的本性决定的。总之，

经典电磁理论→原子的坍缩；

经典引力理论→宇宙的坍缩。

如何避免宇宙的坍缩？对于这个问题，宇宙学继续追随着玻尔。玻尔用量子论使原子免于坍缩，而宇宙学流行的观点是，量子引力理论就可能使宇宙免于坍缩。由此，各种各样的量子宇宙学应运而生。它们的宗旨都是用量子引力理论研究宇宙原初的奇性，企图避免奇性而找到宇宙创生的机理^[2]。

这项研究的困难在于，今天还没有一个成功的量子引力理论。我们是不是只有等到一个完整的量子引力理论出现之后再来进行这项研究呢？

在这种问题面前，玻尔的思想方法再次启发人们找到解决问题的途径。玻尔在创建氢原子模型时，并没有一个完整的量子力学。甚至，前面引用过的玻尔的两条基本假定就其内容来说，也是自相矛盾的。然而，矛盾归矛盾，玻尔是成功了。这种方法启示我们，只要对一种新理论的特征已有一定的了解，那怕完整的理论

尚未建成,就已有可能解决属于这个理论体系中的一些具体问题。如果怀有这种信念,那么,用量子观点来研究宇宙的创生,已经是时候了。尽管目前缺乏严谨的量子引力理论,可是,毕竟我们已经知道它的一些重要特征了。

重要特征之一是时间空间概念的失效。这应当追溯到1930年。在那年的索尔维会议上,爱因斯坦和玻尔之间发生了有名的“光盒子”之争。爱因斯坦设计了一个“光盒子”理想实验,证明测不准关系并不普适。玻尔学派经过一夜的思考后,进行了反驳,他们认为爱因斯坦忘记了他自己的广义相对论,如果考虑广义相对论的引力红移效应,“光盒子”实验也不违背测不准关系。表面上看,这场争论是玻尔胜利了。然而,实质上,玻尔的答辩等于承认:只有考虑到了广义相对论才能使量子理论完整。由广义相对论和量子论二者为基础的理论的基本结论之一,就是时空概念的适用性是有界限的,这个界限是由普朗克时间 t_P 和普朗克长度 l_P 给出:

$$t_P \sim \left(\frac{\hbar G}{c^5} \right)^{1/2} \sim 10^{-44} \text{s},$$

$$l_P \sim \left(\frac{\hbar G}{c^3} \right)^{1/2} \sim 10^{-33} \text{cm},$$

式中 G 是引力常数, c 是光速。在小于 t_P, l_P 的范围中,不能再使用经典的时间空间观念。

由此可以推知,在经典理论中只有奇点可以作为时间的起点,而在量子理论中,时间概念的使用是有限制的,时间概念开始可以使用之处就是时间的起点。这样,时间的起点并不意味着奇点,宇宙坍缩也就有可能避免了。

玻尔在处理原子结构时,还有一个技巧:对于电子绕原子核的运动,他用经典力学来处理;对于电子轨道半径(或椭圆的长轴),则用量子条件来处理。这种方法常被称为半经典的量子论,其实质就是只对电子的径向运动采取量子理论,而对其角向运动仍用经典理论。更一般地说,所谓半经典的量子理论就是只对部分的运动自由度考虑量子性,而对其余的自由度仍用经典描述。

玻尔之所以选择电子的径向运动先行量子

化,其理由很简单,因为原子坍缩的标志就是电子轨道半径变为零。只要原子半径由于量子性而不可能收缩到零,原子坍缩问题就算解决了。

量子宇宙学沿用完全类似的半经典方法研究宇宙的坍缩。原则上说,引力场的自由度是无限的。然而,如果选择最简单的情况,即均匀各向同性宇宙,则只用一个自由度(即宇宙曲率半径)就可以描写宇宙的坍缩了。所谓宇宙的坍缩就是宇宙半径变为零。因此,只要宇宙半径由于量子性质而不可能成为零,宇宙坍缩问题就解决了。

依照这种方案进行的研究,已经取得了一些成功^[3]。一个重要的进展是,现在已经有办法来计算宇宙的“基态”了。我们知道,按照量子论,基态是最稳定的,它不可能发生经典式的坍缩。所以,基态是物理体系的最重要的量子特征之一。确定基态是量子理论的第一项任务。

知道了原子的基态,就知道了原子的许多基本性质。同样,知道了宇宙的基态,也就知道了宇宙的基本性质。宇宙“基态”可作为研究万物起源的出发点。例如,首先可以用它来确定时间的起源。由基态波函数,可以明确地规定出时间概念的可用范围,这个可用范围的边界,就是时间的起源。

与此同时,检验这些宇宙波函数的方案也在发展^[4]。如果时间空间是有起源的,那就应当去解释,为什么今天的时空如此平直,好像一个物理现象的理想舞台。更重要的是,一些天文观测似乎暗示着,宇宙整体时空并不那么“平直”,而可能具有多连通的拓扑。为什么宇宙有这样的时空拓扑而非别种的拓扑?按照量子宇宙学,这些都应当由宇宙创生过程来回答。或者说,能否回答这些问题就是对量子宇宙学模型的检验。

今天的量子宇宙学(或宇宙创生理论)还没有达到可接受上述检验的地步。也许应当说,量子宇宙学还没有达到1913年玻尔原子论的水平。但是,量子宇宙学的框架在如此多的方面可与玻尔走过的路相比拟。因此,它已经使许多天体物理学家产生了信心:我们正在找到解

决宇宙创生问题的途径。

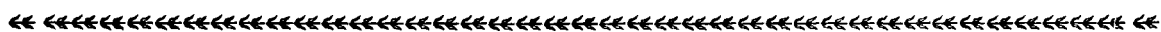
1922年,玻尔获得诺贝尔奖金物理学奖。尽管那时他的原子理论创建近十年了,已取得不少成功,但仍然没有一个系统的原子理论。因此,玻尔在授奖演说的结尾讲了一段颇有分寸的话,对今天的许多天体物理学家来说仍不乏现实感,因为这段话用来形容量子宇宙学的现状,也是相当贴切的。这段话是:

“我已经力图表述了,原子理论的发展对广泛的观测结果的分类有过怎样的贡献,以及用它的各种预言如何

去使这些分类更加圆满。然而,毋庸讳言的是:这一理论还只是十分初步的,许多基本问题还有待于解决。”

参 考 文 献

- [1] L. Z. Fang and R. Ruffini, *Basic Concepts in Relativistic Astrophysics*. World Scientific, (1983).
- [2] 方励之、李淑娴, 宇宙的创生, 科学出版社, (1986).
- [3] L. Z. Fang, Z. C. Wu, in *Galaxies, Quasars and Cosmology*, World Scientific, (1985)
- [4] L. Z. Fang and H. Sato, *Gen. Rel. Grev.*, 17 (1985).



第十一届国际非晶和液态半导体会议概况

每两年一次的国际非晶半导体会议是该领域具有较高学术水平的聚会。第十一届国际非晶和液态半导体会议于1985年9月2—6日在意大利罗马古城的罗马大学召开。参加会议的代表约400余人。这次会议共发表论文348篇,其中在大会上的特邀报告七篇,分组邀请报告21篇,宣读论文108篇,文字报告212篇。我国代表发表了15篇论文。论文涉及的范围很广,反映了近两年来在非晶和液态半导体方面的最新工作。

会议期间罗马大学为表示对莫特(N. P. Mott)教授(曾获诺贝尔奖金)从事非晶态物理工作的卓越贡献的敬意,特授予该校荣誉博士学位。

除大会报告外,还有三个分会场按不同学术领域的课题分别进行报告,每天还有文字粘贴报告,气氛十分活跃。各类报告和论文反映出国际上对非晶半导体各个领域的兴趣是比较广泛的,概括起来大体集中在以下几个领域:

1. 掺杂非晶硅材料的隙态密度的分布问题,特别是关于不同掺杂浓度包括补偿掺杂材料引起的缺陷态的分布及物理起因,掺杂效率与掺杂浓度的依赖关系等问题。会上还介绍了缺陷态分布的各种测量方法,并对各种测量技术进行了评述。但长期以来存在着不同测量手段所得结果彼此不一致的问题,例如采用场效应法、空间电荷限制电流法、等温电容瞬态谱法及深能级瞬态谱法等进行测量,所得结果的差异应如何评价,会上仍未得到满意的答复。

2. 光感生 (steady wronski) 效应引起非稳态的物理过程以及所产生缺陷态的分布,是多年来大家感兴趣的课题。因为这涉及到由非晶硅材料所做成器件的稳定性问题。这次有17篇论文讨论这方面的问题。从各方面实验结果来看,这种光感生效应属于材料本征

性质(弱 Si-Si 键断裂),但对如何克服这种光感生非稳态的问题,尚未找到有效的途径。

3. 近几年引起很多人极大兴趣的多层膜结构问题(非晶态半导体的超晶格结构),即包括各种非晶硅材料,如 a-Si:H 与 a-SiC:H 两种材料的多层结构, a-Si:H 与 a-SiN:H 或 SiO₂ 的多层结构,以及对 a-Si:H 进行不同掺杂形成的 ppnp 多层结构等。约有14个单位报道了这方面的工作。提出了一些最新实验结果,例如电导率的各向异性、光电导维持效应、带隙宽度与多层膜厚度的关系、光吸收谱和光致发光等量子效应等。但对这类多层膜结构的一些异常特性将能得到什么实际应用尚未得出明确的答案。

4. 不同非晶硅材料的表面和界面态问题。多数论文是用传统的手段对表面态的存在以及对材料特性参数的影响进行说明。而对不同非晶材料接触的界面特性的分析文章较少,也未提出什么简便有效的测量分析方法。

5. 新材料的制备问题。例如,对宽带隙材料 a-SiN:H(F), a-SiC:H 和窄带隙材料 a-SiGe:H(F) 或 a-SiSn:H 等,这类二元合金所引起的高隙态密度问题,虽有不少论文反映这方面的工作,但仍未探寻出较好的制备方案克服上述问题。

6. 非晶硅半导体器件及器件物理方面亦有不少报道,小面积太阳能电池的转换效率已达到11.5%。另外,还有不少论文报道了有关非晶硅薄膜晶体管的器件物理方面的工作。日本三洋电机公司还展出一台用非晶硅薄膜晶体管驱动的彩色液晶电视,引起人们的兴趣。其他器件如复印材料、光敏元件等的研究也有一些报道。此外,尚有不少领域如硫系半导体、非晶态理论、液态半导体材料等也都有一些论文。

(南开大学电子科学系 徐温元)